DAS VERHALTEN VON ELEKTRISCHEN SONDEN IM PLASMA BEIM EINSATZ EINES DIGITALEN IMPULSMESSVERFAHRENS

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Burghard Nuhn
aus Falkenberg

Düsseldorf 1984

DAS VERHALTEN VON ELEKTRISCHEN SONDEN IM PLASMA

BEIM EINSATZ EINES DIGITALEN IMPULSMESSVERFAHRENS

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Burghard Nuhn
aus Falkenberg

Düsseldorf 1984

1. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Decker

2. Berichterstatter: Prof. Dr. J. Hackmann

Tag der mündlichen Prüfung: 10. Februar 1984

DAS VERHALTEN VON ELEKTRISCHEN SONDEN IM PLASMA

BEIM EINSATZ EINES DIGITALEN IMPULSMESSVERFAHRENS

		Seite
	Vorwort	
	ZUSAMMENFASSUNG	1
I	EINFOHRUNG	4
II	PROBLEMSTELLUNG UND OBERSICHT	8
III	DAS QUASISTATISCHE VERHALTEN EINER ELEKTRISCHEN SONDE	21
	1. Die Langmuir-Sondenkennlinie	21
	2. Auswertung der Kennlinie	24
	3. Der Einfluß einer isolierenden Oberflächenschicht	26
IV	DAS DYNAMISCHE VERHALTEN EINER ELEKTRISCHEN SONDE	28
	1. Allgemeines	28
	2. Bisherige Verfahren	30
	2.1 Die Impulssonde zur Bestimmung der Plasmadichte	30
	2.2 Die Admittanz-Methode zur Bestimmung des Leitwertes der Sonden-Plasma-Anordnung	36
	3. Theorie der Sprung-Antwort einer elektrischen Sonde auf der Grundlage eines Modells der Grenzschichten zwischen der Sonde und dem Plasma	40
V	REALISIERUNG DES IMPULSVERFAHRENS	58
	1. Entladungsrohr und Sonden	59
	2. Elektrische Meßanordnung	62
	3. Meßprinzip	69
	4. Fehleranalyse	77
	5. Funktionstest der Meßanordnung	88

Seite

VI ERGEBNISSE 91

1. Dynamische Messungen im Hinblick auf Verunreinigungsschichten auf elektrischen Sonden 92
2. Experimentelle Oberprüfung des Grenzschichten-Modells 102
3. Quasistatische Messung und Auswertung von Kennlinien im Hinblick auf Daten für das Grenzschichten-Modell 104
4. Der Einfluß der Sondenmessung auf das Plasma 112

ANHANG 130

LITERATURVERZEICHNIS 182

DANK

LEBENSLAUF

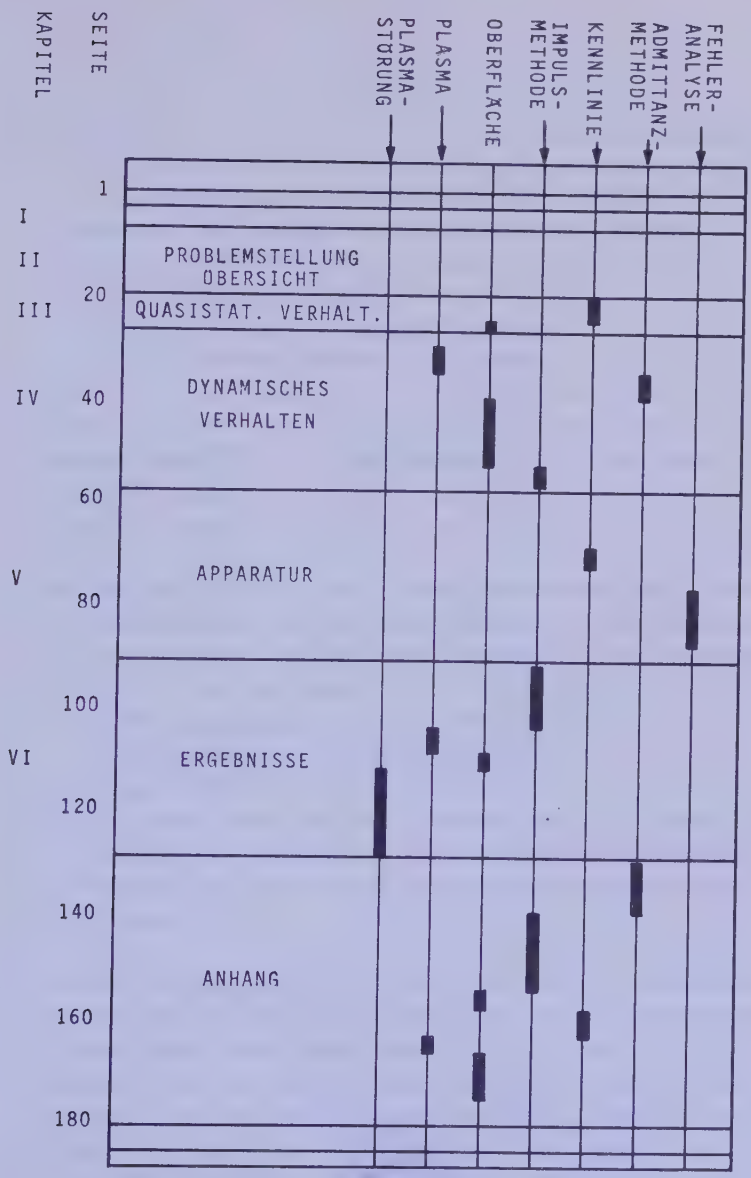
INHALT DES ANHANGES

		Seite
A1	GRUNDLAGEN DER ADMITTANZ-METHODE für die einfache Ersatzschaltung ohne Plasmawiderstand	130
A2	GEGENÜBERSTELLUNG VON ADMITTANZ-METHODE UND IMPULS-METHODE für die Ersatzschaltung mit Plasmawiderstand	135
A3	DISKUSSION DER RECHNUNGEN ZUM IMPULSSTROM AUS IV 3	140
A4	MESSUNG DER SPRUNG-ANTWORT AN EINER TESTSCHALTUNG	154
A5	BEEINFLUSSUNG DES OBERFLÄCHENZUSTANDES DER SONDE DURCH DEN MESSVORGANG	156
A6	ERZEUGUNG DER CHARAKTERISTISCHEN ZEITEN IN DER PROGRAMMIERTEN SONDENSPANNUNG	159
A7	PARAMETERBEREICH DER PLASMAKENNDATEN	164
A8	ANALYSE DER SONDENOBERFLÄCHE DURCH RASTER-ELEKTRONEN-MIKROSKOPAUFNAHMEN UND DURCH DIE MESSUNG VON RÖNTGEN-SPEKTREN	167
A9	ZUSAMMENSTELLUNG DER WICHTIGSTEN OBERFLÄCHENEFFEKTE AN ELEKTRISCHEN SONDEN	176

Vorwort

Die umseitig dargestellte graphische Obersicht über den Inhalt dieser Arbeit möge dem Leser als zusätzliche Orientierungshilfe beim Studium dienen.

GRAPHISCHE INHALTSOBERSICHT



ZUSAMMENFASSUNG

Plasmadiagnostik mit Sonden kann durch die Messung einer Kennlinie (n_o, T_e, f (v_e)) oder eines Impulses (n_o) durchgeführt werden. Bei der Messung und Auswertung der Sondensignale kann es zu Fehlern kommen, wenn die folgenden Einflüsse nicht beachtet werden:

(1) Oberflächeneffekte an der Sonde
(2) Störung des Plasmas durch die Sonde
(3) Zeitliche Fluktuationen des Plasmas

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Oberflächeneffekte an Sonden vorrangig untersucht. Die Plasmaeffekte (2 und 3) werden hier nur insoweit behandelt, als sie bei den experimentellen Studien zu Punkt (1) auftreten.

Für die Experimente sollten die neuen Möglichkeiten genutzt werden, die die Entwicklung der digitalen Meßtechnik und der Meßwertverarbeitung bieten. Es wurde deshalb eine mikroprozessorgesteuerte digitale Meßapparatur aufgebaut, die es gestattet,
(a) sowohl Einzelimpulse zu untersuchen (Sprung-Antwort), wie auch
(b) Sondenkennlinien referenzgepulst zu registrieren.
Die Untersuchung der Sprung-Antwort ist nicht nur für die Behandlung und Beherrschung der Störeffekte (1) bis (3) notwendig, sie ist auch für die Anwendung und Deutung gepulster Sondenkennlinien erforderlich. Dies gilt vor allem, wenn die genannten Störeffekte vorliegen.

(1) Von den Oberflächeneffekten werden besonders isolierende Verunreinigungsschichten behandelt, die sich in einer Niederdruckglimmentladung (Neon) nach einiger Zeit auf Sonden (Pt, W, Mo) bilden. (a) Es wird ein digitales Impuls-Meßverfahren vorgestellt, mit dem diese Schichten in situ nachgewiesen und untersucht werden können. Schaltet man auf eine Sonde einen Spannungssprung, so folgt der Strom zur Sonde i_p (t) dieser Änderung nicht momentan.
Die Relaxation des Stroms ist abhängig von dem Oberflächenzustand,

der Raumladungsschicht und der Plasmastrecke zwischen der Sonde und der Referenzelektrode. Diese drei Bereiche werden in einer Ersatzschaltung (RC-Netzwerk) berücksichtigt und die Sprung-Antwort wird berechnet. Der Einfluß einer spannungsabhängigen Raumladungsschicht wird diskutiert.

Die Impuls-Methode ist mathematisch äquivalent zur Admittanz-Methode, bei der der frequenzabhängige Leitwert der Sonden-Plasma-Anordnung gemessen wird. Beide Methoden werden verglichen. In experimenteller Hinsicht bietet die Impuls-Methode den Vorteil einer raschen und prinzipiell einfachen Messung. Die Beeinflussung der Sprung-Antwort durch die Oberflächenverunreinigung der Sonde wird erstmals theoretisch und experimentell nachgewiesen.

(b) Die Messung von Kennlinien wird verfälscht, wenn sich während der Registrierung der Oberflächenzustand der Sonde infolge der unterschiedlichen Strombelastung ändert. Es wird ein digitales Kennlinien-Meßverfahren realisiert, bei dem die Sonde nur kurzzeitig zur Messung des Stromwertes auf das gewünschte Potential gebracht wird (Referenzpuls-Methode). Daneben wird für Vergleichszwecke auch eine quasi-kontinuierliche Kennlinien-Messung (Treppen-Methode) durchgeführt. Eine elektronische Differenzbildung gestattet es, sowohl die Hysterese jeder Methode zu bestimmen, als auch einen Vergleich beider Methoden durchzuführen.

Die Anwendung des Vergleichs in Form der Differenzbildung der nach den beiden Methoden (Referenzpuls und Treppe) gewonnenen Kennlinien liefert eine "Impulsstrom-Oberhöhungs-Kennlinie", deren Interpretation Fragen zu zwei Punkten beantworten kann:

1. Existenz von isolierenden Schichten auf der Sonde und
2. Gültigkeit der Ersatzschaltung des Grenzschichten-Modells zwischen der Sonde und dem Plasma. Das Verfahren wird im Ionenstrombereich einer Kennlinie experimentell erprobt.

(2) Die statischen Störungen des Plasmas durch die Sonde können theoretisch abgeschätzt werden. Die dynamischen Störungen des

Plasmas werden hier mit zwei Sonden untersucht. Dazu wird auf eine Sonde (Sender) ein Spannungssprung geschaltet, während mit einer bewegbaren zweiten Sonde (Empfänger) die Ausbreitung der Störung im Sondenumfeld abgetastet werden kann. Bei der Veränderung des Abstandes zwischen Sender und Empfänger wurde dabei erstmals eine Impulsumkehr des Empfangssignals beobachtet, die sich durch die Ausbildung von Raumladungen in der Sondennähe deuten läßt.

(3) Ein Problem bei der Anwendung der digitalen Impulsmeß-Methode zur Untersuchung der isolierenden Schichten auf der Sonde und der Störung des Plasmas durch die Sonde (Zwei-Sonden-Verfahren) stellt das ungünstige Nutz-Störsignal-Verhältnis dar (NS-V). Die für die Messungen aufgebaute mikroprozessorgesteuerte Apparatur wurde deshalb so ausgeführt, daß durch Mitteilung über bis zu 256 Einzelmessungen eine ausreichende Verbesserung des NS-V erreicht werden konnte. Systematische Fehler, die bei der Mitteilung auftreten können (periodische Schwankungen von Plasmadichte und Plasmapotential), werden durch die hier vorgestellte neu entwickelte Methode des "quasi-random-sampling" (QRS) weitgehend vermieden. Fehlerquellen, die hinsichtlich verschiedener Komponenten der Meßapparatur bestehen, werden diskutiert.

Die Sonden werden zusätzlich zu den elektrischen Messungen mit einem Raster-Elektronenmikroskop und durch die Aufnahme von Röntgen-Spektren der Oberfläche untersucht.

Die Untersuchungen führen zu Aussagen über den Einfluß, den Verunreinigungsschichten auf Langmuir-Sonden auf die Sondensignale (Einzelimpuls und Kennlinie) haben, und über die Möglichkeiten, diese Effekte mit einem neuartigen Impulsverfahren zu untersuchen.

I EINFOHRUNG

Eine Langmuir-Sonde besteht aus einer kleinen Metallelektrode, die in das Plasma eingeführt wird. Man verbindet diese Sonde über eine variable Gleichspannungsquelle mit einer Referenzelektrode und mißt den Sondenstrom in Abhängigkeit von der Sondenspannung. Die so erhaltene Sondenkennlinie beinhaltet Informationen über das Plasma und die Sonde selbst. Aus ihr können das Plasma- und Floatingpotential, die Geschwindigkeitsverteilung und die Temperatur der Elektronen, sowie die Elektronen- und die Ionendichte bestimmt werden. Die Sonde beeinflußt die Kennlinie durch ihre Geometrie und ihren Oberflächenzustand.

Die Anwendung der Sonde zur Plasmadiagnostik geht auf Langmuir /01/ zurück, der in den Jahren 1923 bis 1927 mit seinen Mitarbeitern die Grundlagen hierfür entwickelte. Der Einsatzbereich war zunächst auf Plasmen beschränkt, die bestimmte enge Voraussetzungen erfüllen mußten. Hierzu gehörten die zwei wesentlichen Forderungen nach einer stoßfreien Raumladungsschicht und einer Maxwellverteilung der Elektronen. Heute verfügbare Theorien (/02/ bis /05/) haben die genannten Einschränkungen praktisch völlig aufgehoben. Die gesamte Kennlinie einer Sonde (typischerweise: Kugel, Zylinder) kann berechnet und zur Auswertung herangezogen werden (/06/, /07/). Die Rechnungen sind jedoch aufwendig (Lösung eines nichtlinearen Integralgleichungssystems) und rechenzeitintensiv (z. B. 2 min. pro Stromwert auf IBM 7094 /07/).

Aber auch diese modernen Theorien berücksichtigen einige Störeffekte nicht, die die Auswertung jedoch wesentlich beeinflussen können. Hier sind besonders drei Punkte zu nennen. (1) Oberflächeneffekte an der Sonde, (2) Störung des Plasmas durch die Sonde und (3) zeitliche Fluktuationen des Plasmas. Dabei sind die Punkte (1) und (2) prinzipiell mit dem Einsatz von Sonden verbunden; sie sind auf die Wechselwirkung zwischen einer materiellen Wand (Sonde) und einem Plasma zurückzuführen. Die Sondenphysik stellt in dieser Hinsicht den Grenzbereich zwischen Plasma- und Oberflächenphysik dar.

(1) Der Zustand der Sondenoberfläche wird durch ihre Struktur, Bedeckung und Temperatur charakterisiert. Hierdurch und durch das Sondenmaterial werden die elektrischen Eigenschaften der Sonde, wie z. B. die Austrittsarbeit Φ und die Sekundärelektronenkoeffizienten γ_i und γ_e (i: Ionen, e: Elektronen) bestimmt. Die Beeinflussung der Sonde durch das Plasma führt häufig auch zur Bildung von isolierenden Schichten auf der Sonde mit einem Widerstand R_o und einer Kapazität C_o. Diese Kenngrößen Φ, γ_i, γ_e und R_o sowie C_o beeinflussen die Kennlinie in jeweils charakteristischer Weise und führen zu verschiedenen Oberflächeneffekten. Zusätzliche Probleme treten dann auf, wenn sich die elektrischen Eigenschaften der Sonde bei der Kennlinienmessung infolge der unterschiedlichen Strombelastung ändern.

Bis heute wurden viele theoretische und experimentelle Arbeiten veröffentlicht (z. B. /8/ bis /17/), die Effekte auf einer realen Oberfläche behandeln und den Einfluß dieser Effekte auf die Zuverlässigkeit und Reproduzierbarkeit von Sondenmessungen untersuchen. Die Zielsetzung kann hierbei im allgemeinen folgendermaßen formuliert werden:

1. Erkennung von bestimmten Effekten und
2. Entwicklung von geeigneten Meßmethoden, um den Einfluß der Effekte weitgehend zu vermindern oder gar auszuschließen.

(2) Die Beeinflussung des Plasmas durch die Sonde führt zunächst in ihrem Nahbereich zur Ausbildung einer Raumladungsschicht. Es ist daher notwendig, daß die Schichtabmessungen - sie bestimmen zusammen mit der Sondenabmessung die Ortsauflösung der Messung - berücksichtigt werden. Darüber hinaus kann es auch zu einer globalen Störung des Plasmas jenseits der Schicht durch die Ladungsträgerverluste zur Sonde kommen. Die Störung muß gering sein, da mit der Sonde die ungestörten Plasmadaten hinter dem Schichtrand bestimmt werden sollen. Die Schichtabmessungen werden durch die Sondentheorien beschrieben; sie können aus theoretischer Sicht als bekannt vorausgesetzt werden. Ob eine Störung des Fernbereiches vernachlässigbar ist, läßt sich nach Waymouth /18/

entscheiden, wenn das Plasmavolumen und die Temperatur sowie die Dichte der Elektronen bekannt sind. Okuda und Yamamoto /19/ berichten in diesem Zusammenhang über stationäre Untersuchungen des Sondenumfeldes.

(3) Während der Messung einer Kennlinie muß das Plasma zeitlich konstant sein. Bei Messungen in zeitlich veränderlichen Plasmen läßt sich diese Forderung durch Verkürzung der Meßzeit erfüllen. Eine Grenze wird hierbei erreicht, wenn die erforderliche Meßzeit in die Größenordnung der Relaxationszeit der Raumladungsschicht und des Oberflächenzustandes der Sonde kommt. Die Gesamtmeßzeit erhöht sich besonders dann, wenn bei einem ungünstigen Nutz-Störsignal-Verhältnis zur Steigerung der Meßgenauigkeit über viele Einzelmessungen gemittelt werden soll.

Besteht die zeitliche Änderung des Plasmas speziell in einer periodischen Schwankung der Dichte und des Potentials, so kann es bei einer digitalen Registrierung der Kennlinie mit konstanter Abtastfrequenz zu einer Oszillation auf der Kennlinie kommen, wenn die Abtastrate wesentlich kleiner als die Frequenz der Schwankung ist. Es gibt zwei Möglichkeiten, um diese Oszillationen zu vermeiden:

1. Triggern durch die periodische Schwankung und Messung bei ihrem Nulldurchgang und
2. Triggern der Messung durch einen Rauschgenerator (Random Sampling, /20/) und Mittelung. Hierbei wird davon ausgegangen, daß man sich für die zeitlichen Mittelwerte interessiert.

Außer für die beschriebene klassische Diagnostik, bei der die Effekte eine unerwünschte und störende Rolle spielen, kann deren Beherrschung auch in anderen Zusammenhängen eine gewisse Bedeutung erlangen:

1. Geeignete Oberflächeneffekte könnten zum zeitaufgelösten in situ Studium der Plasma-Wand-Wechselwirkung mit Sonden

ausgenutzt werden. Dazu muß das theoretische Meßsignal und der Einfluß des betreffenden Oberflächeneffektes hierauf bekannt sein. Als Meßsignal kann in diesem Zusammenhang entweder die gesamte Kennlinie oder bei gepulsten Messungen ein einzelner Stromimpuls Verwendung finden.

2. Untersuchungen des Einzugsbereiches von Sonden (Raumladungsschicht und Fernbereich) können auch zum Verständnis von Wandschicht-Plasmen beitragen.
3. Die Anwendung der Mittelwertbildung auf verrauschte, periodisch schwankende Meßgrößen ist nicht auf Sondenmessungen beschränkt; sie kann auch für andere Bereiche der digitalen Meßtechnik interessant sein.

Trotz der vielschichtigen und meist gleichzeitig auftretenden Probleme, die mit der Sondenmethode verbunden sind, ist die Sonde bis heute sehr vielseitig eingesetzt worden. Nicht zuletzt der prinzipiell einfache experimentelle Aufbau zur Kennlinienmessung hat der elektrischen Sonde auch bei der Untersuchung von Nicht-Laborplasmen (z. B. Ionosphäre, Reentry-Plasmen) einen festen Platz gesichert. Das Interesse an dem Sondeneinsatz zur Diagnostik von Laborplasmen ist in jüngster Zeit gestiegen. So sind Sondenexperimente zur Untersuchung der Wandschicht-Plasmen bei Tokamaks entweder bereits im Einsatz (ASDEX, Garching) oder geplant (JET, Culham).

II PROBLEMSTELLUNG UND ÜBERSICHT

Für die Auswertung von Sondenkennlinien im Hinblick auf die Plasmadiagnostik ist eine bessere Beherrschung der in der Einführung besprochenen Störeffekte (Punkt (1) bis (3)) erforderlich, die bisher in den Sondentheorien nur z. T. berücksichtigt wurden. Auch ist grundsätzlich eine Weiterentwicklung der Sondenmethode zum Studium bestimmter Oberflächeneffekte wünschenswert.

Zum Studium einzelner Oberflächeneffekte an Sonden sind bisher verschiedene Methoden entwickelt und eingesetzt worden. So ist zur Untersuchung der Sekundäremission von Elektronen die Methode der (a) zweiten Ableitung der Kennlinie nach der Sondenspannung besonders geeignet (z. B. /09/). Durch den Einsatz der (b) Admittanz-Methode, bei der der frequenzabhängige Leitwert der Sonden-Plasma-Anordnung gemessen wird (z. B. /21/, Anhang A1 und A2), können isolierende Schichten auf der Sonde nachgewiesen und deren elektrische Eigenschaften untersucht werden. Zur Prüfung der Frage, ob sich während der Kennlinien-Messung der Oberflächenzustand der Sonde geändert hat, wird die Messung bekanntlich auf eine mögliche (c) Hysterese hin untersucht (z. B. /11/).

Dabei wurden für Zylindersonden technische, polykristalline Drähte eingesetzt, wie sie üblicherweise auch bei der Plasmadiagnostik verwendet werden. Die Untersuchungen bestehen in der Durchführung von Vergleichsmessungen. Durch geeignete Vorbehandlung der Sonden (Sputtern und/oder Glühen im Plasma und anschließender Abkühlung) wird ein definierter, weitgehend reproduzierbarer Ausgangszustand der Oberfläche erzeugt. Eine auf diese Weise behandelte Sonde wird i. a. als "sauber" bezeichnet. Bei diesen Bedingungen wird dann ein "Nullsignal" (z. B. eine Kennlinie) aufgenommen. Zu einer definierten Zeit nach dem Reinigungsvorgang, nach der sich der Oberflächenzustand der Sonde durch den Einfluß des Plasmas gegenüber dem Anfangszustand geändert hat, wird eine erneute Messung durchgeführt und die Ergebnisse werden verglichen.

Im Zusammenhang mit der Vorbehandlung der Sonden wird häufig von einer "sauberen" Sonde gesprochen. Dies kann mißverständlich sein, da auch eine solche Sonde bei ihrem Einsatz meist mit Gasatomen oder Molekülen bedeckt ist. Diese Bedeckung ist für die Plasmadiagnostik sogar von Vorteil, da hierdurch die Sekundäremission von Elektronen gegenüber einer atomar reinen Oberfläche stark verringert wird (/12/ und /13/).

Zentraler Punkt beim Studium des Einflusses bestimmter elektrischer Eigenschaften der Sondenoberfläche auf die Kennlinie ist die Entwicklung und Realisierung einer Kennlinien-Meßmethode, bei der sichergestellt ist, daß der Oberflächenzustand durch die Strombelastung während der Registrierung nicht wesentlich geändert wird. Hinsichtlich einer möglichen zeitlichen Änderung des Plasmas während der Meßdauer müssen die in der Einführung gegebenen Hinweise beachtet werden. Eine gemessene Kennlinie soll bei den Untersuchungen ein Abbild eines bestimmten konstanten Zustandes der Sonde und des Plasmas sein.

Diese allgemeine Forderung ist sowohl für die Plasmadiagnostik als auch für eine evtl. Untersuchung der Plasma-Wand-Wechselwirkung bedeutsam und führt zu zwei möglichen Folgerungen bei der Verwirklichung eines entsprechenden Meßverfahrens:
(A) Kontinuierliche Methode: Hier wird die gesamte Kennlinie in einer Zeit t_g durchfahren, die größer als eine kritische Relaxationszeit t_k, aber kleiner als die Relaxationszeit t_o bei einer Änderung des Oberflächenzustandes infolge des Meßvorganges ist ($t_k << t_g << t_o$). Die Zeit t_k beschreibt die Relaxation des Sondenstroms. Sie ist bei einer sauberen Sonde bestimmt durch die Raumladungsschicht, das Wandschichtplasma (Vorschicht) sowie das Plasma. Ist die Sonde verunreinigt (isolierende Schicht), so wird t_k zusätzlich durch die elektrischen Eigenschaften dieser Schicht beeinflußt. Ist die obige Ungleichung erfüllt, so ist die Messung der Kennlinie in bezug auf das Plasma quasistatisch, aber hinsichtlich der Oberfläche nicht im Gleichgewicht.

(B) Referenzpuls-Methode: Hier wird die Kennlinie von einem Referenzpotential aus gepulst. Dabei wird die Sonde nur kurzzeitig auf das gewünschte Potential gebracht und die Strommessung wird dann jeweils nach einer definierten, für alle Einzelstromwerte innerhalb einer Kennlinie gleichen Verzögerungszeit t_d gemessen. Nach /15/ stellt sich zwischen der Messung der Einzelstromwerte bei dem Referenzpotential stets der gleiche Oberflächenzustand sein, so daß bei dieser Methode durch die Wahl einer geeigneten Zeit t_d alle Meßwerte innerhalb einer Kennlinie jeweils nach einer annähernd einheitlichen Vorgeschichte der Sonde gemessen werden. Die Zeiten t_o und t_k müssen bei der Wahl von t_d berücksichtigt werden. Hier muß jetzt die Ungleichung $t_k << t_d << t_o$ erfüllt werden, wenn der Strom nach der Relaxation (t_k) konstant sein soll und sich gleichzeitig der Oberflächenzustand während der Messung (t_g) nicht ändert. Die Ungleichung $t_d << t_o$ braucht nicht erfüllt sein, wenn die absoluten Änderungen des Stroms innerhalb der Meßgenauigkeit liegen.

Zur Klärung der Frage, ob eine bestimmte Meßmethode die obige allgemeine Forderung erfüllt und als Reproduzierbarkeitstest der Messung, ist es üblich, die Kennlinie in beiden Spannungsrichtungen zu durchfahren und die Ergebnisse zu vergleichen: Hysterese-Untersuchung. Zu beachten ist hier, daß die Messung einer hysteresefreien Kennlinie nach Methode (A) nicht notwendig darauf schließen läßt, daß der Sondenzustand bei der Registrierung konstant geblieben ist.

Wird z. B. die Kennlinie hinreichend langsam durchfahren ($t_k << t_o << t_g$), so können dabei verschiedene Gleichgewichtszustände der Oberfläche durchlaufen werden, die durch die Adsorption und Desorption bei der betreffenden Strombelastung der Sonde bestimmt sind. Dabei ist die Hysterese ebenfalls Null, wenn die Oberflächenzustände reversibel waren. Verkürzt man die Meßzeit t_g, so ist der Zustand der Sondenoberfläche schließlich während des Meßvorgangs nicht mehr im Gleichgewicht; es tritt jetzt eine Hysterese der Kennlinie auf. Da die Änderung der Sondenoberfläche gegenüber einem Anfangszustand bei gegebener Strombelastung nur durch die Zeit t_g gegeben ist, kann diese Änderung durch eine weitere Verkürzung dieser Zeit

prinzipiell verkleinert werden, sofern dabei noch die Ungleichung $t_k << t_g$ gilt. Eine Hysterese ist dann nicht mehr zu beobachten. Dieser Fall einer hysteresefreien Kennlinienmessung ist bei der Anwendung der Methode (A) i. a. anzustreben.

Neben den Zeiten t_g, t_k, t_o und t_d ist bei Messungen zusätzlich noch die Langzeitkonstanz t_l des Plasmas und des Oberflächenzustandes der Sonde zu beachten. t_l wird definiert als die Zeit, in der der zeitliche Mittelwert der Plasma- und Oberflächenparameter konstant bleibt. t_l wird beeinflußt durch die Leckrate des Plasmagefäßes und Volumenverunreinigungen von den Entladungselektroden einerseits und andererseits durch die Teilchenströme zur Sonde, die bei gegebenen Plasmaparametern durch das Sondenpotential bestimmt werden. Es muß gelten $t_l >> t_g$, t_o, t_d, t_k.

In der Tabelle 2.1 sind die charakteristischen Zeiten zusammengestellt, die bei der Messung von Sondenkennlinien nach den Methoden (A) und (B) zu berücksichtigen sind.

Eine Obersicht über die Methoden der Kennlinienmessung wird in Abb. 2.1 gegeben. Symbolhaft für die einzelnen Methoden sind die Sondenspannungen dargestellt. Die Methoden lassen sich grob in die bereits besprochenen "kontinuierlichen Methoden" (a bis c) und die Referenzpuls-Methoden (d und e) unterteilen.

Bei der Methode a in Abb. 2.1 (klassische, punktweise Messung der Kennlinie) und auch bei der Methode b, bei der eine linear mit der Zeit ansteigende Spannung an die Sonde gelegt und der Strom auf einem Schreiber aufgezeichnet wird, liegt die Gesamtmeßzeit t_g in der Größenordnung von Minuten bzw. Sekunden. Die Zeit t_g ist hier so groß, daß hier mit einer Änderung des Sondenzustandes gerechnet werden muß (siehe auch Tabelle 2.1). Diese Verfahren scheiden für unsere Untersuchungen aus.
Darüber hinaus sind die Verfahren mit analoger Registrierung auf einem Schreiber oder Oszillographen (Abb. 2.1 b) nicht sehr genau, da zur Auswertung die numerischen Daten erst der Aufzeichnung ent-

nommen werden müssen. So beschränkte man sich auch z. B. bei der Hysterese-Untersuchung bisher nur auf einen visuellen Vergleich der auf- bzw. abwärts registrierten Kennlinien.

Angewandt wurden ferner Verfahren, bei denen die Kennlinie digital registriert wird. Dabei kann die Spannung entweder analog (z. B. /15/) oder auch digital in Form einer Treppe (z. B. /25/, /20/) durchfahren werden (Abb. 2.1, b und c). Die Kennlinie wird hierbei i. a. vor der Ausgabe auf einem Plotter oder vor einer evtl. Verarbeitung in einem Rechner auf einem geeigneten Medium zwischengespeichert. Diese Speicherung erfolgte bisher nur auf Lochstreifen; die Gesamtmeßzeit liegt dadurch im Bereich einiger Sekunden. Die Weiterverarbeitung ist hier besonders bei größeren Datenmengen aufwendig und umständlich.

In dieser Arbeit wird erstmals das digitale Meßverfahren mit einer gepulsten Treppenspannung (Methode e) angewandt. Die Kennlinie liegt dabei unmittelbar in dem Speicher eines Rechners vor (on line). Dies bietet die Möglichkeit einer einfachen Weiterverarbeitung der Daten. So soll hier erstmals zur Steigerung der Genauigkeit die Hysterese durch Differenzbildung quantitativ berechnet werden. Auch kann auf diese Weise ein direkter Vergleich (durch Differenzbildung) zwischen verschiedenen Meßmethoden durchgeführt werden. Es werden in dieser Arbeit u. a. die Ergebnisse von Kennlinienmessungen nach der Treppen- (Abb. 2.1 c) und der Referenzpuls-Methode (Abb. 2.1 e) verglichen und im Hinblick auf Oberflächeneffekte diskutiert.

Bei der Messung von Kennlinien ist aus praktischen Gründen eine entsprechend niedrige Datenrate erwünscht, um eine unmittelbare Steuerung der Messung durch einen Mikro-Computer zu ermöglichen. Die Störung des Oberflächenzustandes durch den Meßvorgang wird durch die Gesamtzahl der Ionen und Elektronen bestimmt, die während der Messung zur Sonde gelangen. Um diese Störung bei der Anwendung der Methode (A) (kontinuierlich) klein zu halten, muß die Zeit t_g möglichst klein gewählt werden, wodurch die Datenrate hoch wird.

Tabelle 2.1: Charakteristische Zeiten bei der Messung von Sonden-Kennlinien

CHARAKTERISTISCHE ZEIT Abk.	Bedeutung bei	ABHÄNGIGKEIT	WERTE µs	LITERATUR
t_o	Änderung der Oberfläche infolge des Meßvorganges	Teilchenströme, Ad- bzw. Desorptionsquerschnitte	3-300	Anhang A5 vorliegende Arbeit
t_k	Relaxation des Sondenstromes nach dem Schalten der Spannung	Dichte, Temperatur, Raumladungs- und Vorschicht;	1-2	Kamke /22/ Carlson /23/
		bei isolierenden Schichten: Verunreinigungsmat.	11000	Olson /24/ BaO auf W
			138	Medicus /21/ Al_2O_3/Al
t_g	Gesamtmeßzeit 1 Kennlinie (KL)	Abtastrate, Anzahl Meßwerte pro KL	10-100	Medicus /11/ analoge Aufzeichnung
t_d	Verzögerungszeit vom Schalten d. Spannung bis Strommessung	je nach Anwendung frei wählbar i. a. jedoch $t_d > t_k$	100	Szuszcewicz, Holmes /15/
t_l	Langzeitkonstanz von Plasma und Oberflächenzustand	Leckrate, Volumenverunreinigung, Sondenpot.	30-40 min.	vorliegende Arbeit

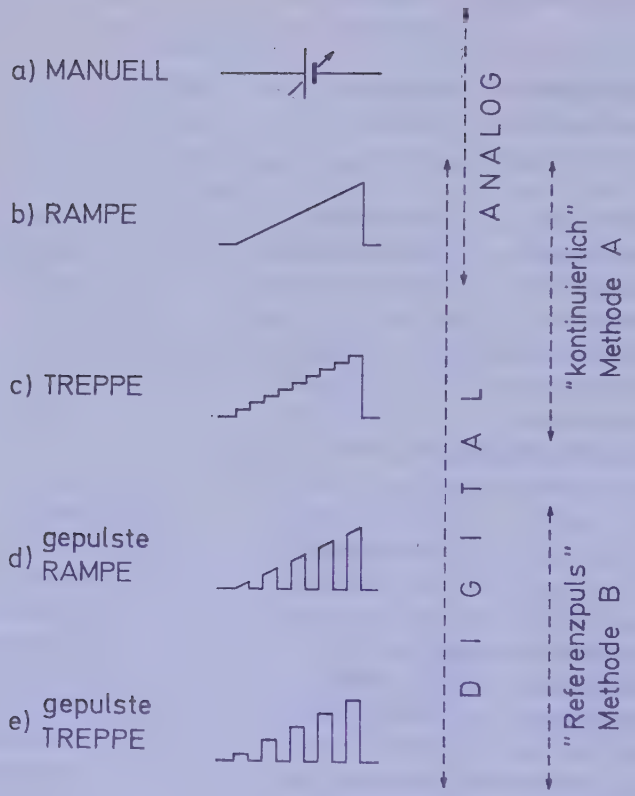


Abb. 2.1 Methoden zur Messung von Sonden-Kennlinien.
(Schematische Übersicht der Spannungen)
Die Angabe "digital" oder "analog" bezieht sich auf die Registrierung des Sondenstromes. In der vorliegenden Arbeit werden die Methoden c und e eingesetzt; Methode e erstmalig.

Methode (B) (referenzgepulst) bietet dagegen die Möglichkeit, die Datenrate - bei sonst gleicher Störung der Oberfläche wie bei einer KL-Messung nach Methode (A) - durch das Einfügen von "Meßpausen" zwischen den einzelnen Strommessungen innerhalb einer Kennlinie zu verringern.

Methode (B) wurde bisher in Form einer gepulsten Rampe (Abb. 2.1 d, /26/) eingesetzt. In der zitierten Arbeit wurden quasistatische Messungen vorgestellt. Das dynamische Verhalten des Sondenstroms nach dem Schalten der Spannung konnte dabei naturgemäß nicht untersucht werden. Ferner wurde auch keine Mittelwertbildung angewendet; die Genauigkeit der Strommessung ist daher besonders bei dem zum Elektronenstrom vergleichsweise kleinen Ionenstrom gering. Die Untersuchung der Hysterese besteht auch bei dieser Arbeit nur in einem visuellen Vergleich der Kennlinien.

Bei unseren Messungen der Sondenströme soll zur Erhöhung der Genauigkeit das Nutz-Störsignal-Verhältnis durch Mittelung über viele Einzelmessungen verbessert werden, um somit bestimmte Effekte auflösen zu können. Dabei sollen periodische Störungen berücksichtigt werden (s. Einführung) und gleichzeitig die Möglichkeit gegeben sein, den Strom bei den Messungen von Treppen- und Referenzpuls-Kennlinien sowie Einzelimpulsen nach dem Umschalten der Spannung zeitaufgelöst abtasten zu können. Hierzu wird ein neues Verfahren der Mittelwertbildung mit quasi random sampling (QRS) eingesetzt, das diesen Anforderungen gerecht wird.

Das Prinzip der Mittelwertbildung mit QRS soll an dieser Stelle mit Hilfe von Abb. 2.2 beschrieben werden. Dargestellt sind Treppenspannungen für entsprechende Kennlinien, die jedoch auch durch beliebige andere Meßzyklen ersetzt werden können (z. B. Referenzpuls-Kennlinie oder Einzelimpuls), bei denen mit frei wählbarer, aber fester Sample-Rate gemessen wird. In dem Beispiel aus Abb. 2.2 wird nach einer definierten Zeit t_d (Trigger-Delay) nach dem Weiterschalten der Spannung jeweils ein Stromwert aufgenommen und im Speicher abgelegt. Man erhält so eine gesamte Kennlinie.

Anschließend wird eine Zufallzeit t_{RND} (Random Pause) eingefügt; dann folgt eine weitere Kennlinienmessung mit gleicher Sample-Rate und gleichem Trigger-Delay. Die zu einem bestimmten Spannungswert innerhalb einer Kennlinie gehörenden Stromwerte, über die später gemittelt wird, wurden dadurch in jeweils statistischen Zeitabständen $t_j = t_g + t_{RND}$ abgetastet, wobei gleichzeitig die Zeit t_d als Konstante für die gesamte Messung frei wählbar bleibt.

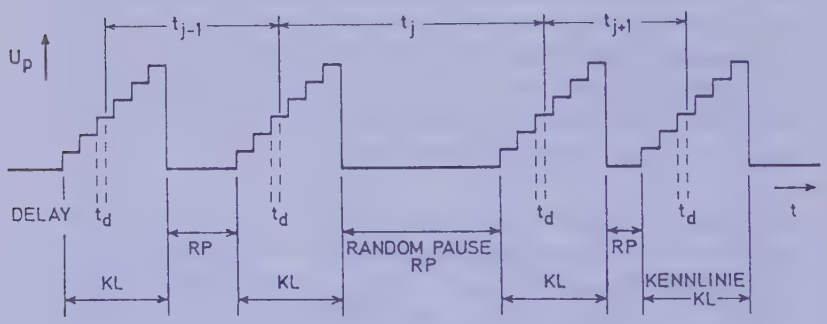


Abb. 2.2 Zur Erklärung des Prinzips der Mittelwertbildung mit quasi random sampling (QRS). Dargestellt ist die Spannung für Treppen-Kennlinien mit konstantem Trigger-Delay innerhalb jeder Stufe aller Kennlinien und jeweils einer Zufallszeit (Random Pause) zwischen zwei Kennlinien.

In der Wirkung auf periodische Störungen ist das Prinzip der Mittelwertbildung mit QRS vergleichbar mit der von random sampling (Amemiya und Shimizu /20/, angewendet nur auf Treppen-Kennlinien), bei der innerhalb einer Spannungsstufe in statistischen Zeitabständen viele Einzelmessungen durchgeführt werden. Die einzelnen Stromwerte, die zu einer Spannung gehören, werden aufaddiert (digitales Addierwerk) und die höchstwertigen acht Bit - sie repräsentieren den Mittelwert -

werden in einen Lochstreifen gestanzt. Die Methode und ihre Realisierung durch Amemiya setzt innerhalb jeder Spannungsstufe einen zeitlich konstanten Strom voraus (abgesehen von periodischen und statistischen Störungen); das Impulsverhalten der Sonde kann daher nicht untersucht werden. Eine Angabe über die Gesamtmeßzeit wird in der zitierten Arbeit nicht gemacht; die unmittelbare Ausgabe der Daten auf einen Lochstreifen läßt eine Gesamtzeit im Bereich bis etwa einigen Sekunden vermuten.

Bei der bisherigen Diskussion der Meßmethoden stand die Frage im Vordergrund, ob der Oberflächenzustand der Sonde durch den Meßvorgang einer Kennlinie geändert wird. Eine andere Frage im Zusammenhang mit dem Einfluß von Oberflächeneffekten ist die nach dem "Erkennen einzelner Effekte". Zum Nachweis von isolierenden Schichten auf der Sonde wird in dieser Arbeit eine Methode, die Impuls-Methode, vorgestellt. Hierbei wird das dynamische Verhalten des Sondenstroms nach dem Schalten der Spannung untersucht (Kap. V). Diese Methode ist mathematisch äquivalent zur Admittanz-Methode, bei der der frequenzabhängige Leitwert der Sonden-Plasma-Anordnung gemessen wird. Entsprechend Messungen (z. B. Olson und Medicus /21/) weisen darauf hin, daß die Relaxation des Sondenstroms verunreinigungsspezifisch sein sollte. Bei der Impuls-Methode beschränkt man sich sinnvollerweise zunächst auf das Studium eines Einzelimpulses (Sprung-Antwort der Sonde). Eine Erweiterung auf die Kennlinien-Messung ist durch den Einsatz der Referenzpuls-Methode gegeben, wenn der zeitliche Abstand zwischen dem Schalten der Sondenspannung und dem Abtasten des Stroms kleiner als die Relaxation des Stroms ist ($t_d < t_k$). Die Impuls-Methode läßt sich somit direkt mit einer Kennlinien-Meßmethode kombinieren (Kap. IV 3). Dadurch kann gleichzeitig der Einfluß der spannungsabhängigen Raumladungsschicht untersucht werden. Außerdem ist die Kombination von Sprung-Antwort und Kennlinie in experimenteller sowie methodischer Hinsicht interessant: mit der gleichen Apparatur kann in situ ein Oberflächeneffekt nachgewiesen und anschließend sein Einfluß auf eine Kennlinie untersucht werden.

Im Zusammenhang mit der Entwicklung der Impuls-Methode zur Untersuchung isolierender Schichten auf einer Sonde soll der Impulsstrom zur Sonde berechnet werden. Ausgegangen wird dabei von einem einfachen Modell der Grenzschichten zwischen der Sonde und dem ungestörten Plasma (Verunreinigungsschicht auf der Sonde einerseits und andererseits die Raumladungsschicht) und einem hierzu in Reihe geschalteten Plasmawiderstand (insgesamt ein RC-Netzwerk).

Eine Überprüfung des Modells läßt sich durch die Untersuchung der Impulsstrom-Überhöhung durchführen. Hierunter ist die Differenz des Impulsstromes zu einer definierten Zeit t_d nach dem Schalten der Sondenspannung gegenüber dem stabilen Endwert bei der Referenzpuls-Methode zu verstehen. Die Methode soll im Ionenstrombereich einer Kennlinie erprobt werden.

Bei dynamischen Sondenmessungen (z. B. mit Einzelimpulsen) ist es erwünscht, das Umfeld der Sonde auf Störungen hin zu untersuchen, die sowohl in Plasma als auch in der Vor- und Raumladungsschicht durch das Schalten der Spannung verursacht werden können. Diese Untersuchungen entsprechenden denjenigen bei statischen Messungen, bei denen aber nur die stationären Störungen berücksichtigt wurden (s. Kap. I). Im Zusammenhang mit dynamischen Messungen wird hierzu ein Verfahren entwickelt, das mit zwei Sonden arbeitet (Kap. VI 4.4). An eine Sonde wird ein Spannungsimpuls geschaltet (Sender), mit der anderen Sonde (Empfänger, bewegbar) kann die Ausbreitung der Störung räumlich abgetastet werden. Für die erzielte niedrige Nachweisgrenze der Störungen ist der Einsatz des Verfahrens mit Mittelwertbildung und QRS notwendig. Dieses Verfahren läßt sich mit seiner hohen Genauigkeit selbstverständlich auch auf entsprechende statische Untersuchungen anwenden.

Bei den Untersuchungen mit den zwei Sonden hinsichtlich der Störung des Plasmas durch eine Sonde wurde folgende Beobachtung gemacht: Ist der Sondenabstand größer als einige Millimeter, so wird mit dem Empfänger eine solitäre ionenakustische Verdichtungs- oder Verdünnungswelle detektiert, je nachdem die Ionenschicht am Sender

durch das Schalten der Spannung verkleinert oder vergrößert wird. Diese Beobachtung stimmt mit Messungen von Schott und Chen /27/ qualitativ überein. Mit abnehmendem Abstand wurde hier erstmals eine "Impulsumkehr" des Empfangssignals festgestellt. Dies läßt sich durch die Ausbildung von Raumladungen in der Sondennähe deuten (pers. Mitteilung Prof. K. Wiesemann); die vorgestellte Methode sollte daher geeignet sein, dynamische Störungen im Umfeld der Sonde zu vermessen.

Obwohl Sonden vielseitig eingesetzt werden, wurden ihre Oberflächenstrukturen und die chemischen Zusammensetzungen von Verunreinigungsschichten bislang nicht analysiert. Im Rahmen dieser Arbeit sollten die Möglichkeiten ausgenutzt werden, die sich aus der Verfügbarkeit eines Rasterelektronenmikroskopes und eines Röntgen-Oberflächenanalyse-Gerätes boten, um neben den elektrischen Daten zusätzliche Informationen über die hier eingesetzten Sonden zu gewinnen.

Zusammenfassend sollen die oben aufgeführten Punkte dargestellt werden, die sich bei der Weiterentwicklung und Anwendung der Sondenmethode im Hinblick auf die Untersuchung von Oberflächeneffekten ergeben und die in der vorliegenden Arbeit behandelt werden. Die entsprechenden Abschnitte sind jeweils in Klammern aufgeführt.

(1) Entwicklung, Realisierung und Prüfung eines schnellen Verfahrens zur Messung von Sondenkennlinien und Einzelimpulsen unter Ausnutzung digitaler Meßmethoden und der Steuerung mit Hilfe eines Mikro-Computers (V).

(2) Bestimmung der Hysterese bei Kennlinienmessungen durch Differenzbildung und zusätzlicher quantitativer Vergleich (Differenz) der Messungen nach der Treppen- und der Referenzpuls-Methode (V 3).

(3) Ausnutzung der Mittelwertbildung zur Steigerung der Meßgenauigkeit (V 2.3 / 4.2.1).

(4) Entwicklung eines Verfahrens (QRS) zur weitgehenden Vermeidung von systematischen Fehlern, die durch periodische Störungen bei einer zeitlich äquidistanten Abtastung und nachfolgender Mittelwertbildung verursacht werden können (V 4.3).

(5) Theoretische Untersuchungen des Impulsverhaltens einer Sonde bei Gegenwart von Verunreinigungsschichten auf der Sondenoberfläche. Berechnung des Impulsstromes mit Hilfe eines einfachen Modells der Grenzschichten zwischen der Sonde und dem Plasma (IV 3.2).

(6) Übertragung des Ergebnisses aus (5) auf eine referenzgepulste Kennlinie und Bereitstellung eines Verfahrens, mit dem die Gültigkeitsgrenzen des Grenzschichten-Modells experimentell überprüft werden kann (Impulsstrom-Oberhöhung) (IV 3.4).

(7) Anwendung des Meßverfahrens auf die Untersuchung des Einflusses von Oberflächeneffekten auf Einzelimpulse (Sprung-Antwort) und Kennlinien (Treppen- und Referenzpuls-Methode) (VI 1 und 2).

(8) Untersuchung der Störung des Plasmas durch die Sondenmessung. Zwei-Sonden-Methode bei dynamischen Störungen (VI 4).

(9) Zusätzliche Untersuchung der Sondenoberfläche mit einem Raster-Elektronenmikroskop und der Aufnahme von Röntgen-Spektren (Anhang A8).

Die experimentellen Untersuchungen werden in einem Neon-Glimmentladungsplasma durchgeführt, da dieses weitgehend bekannt ist. Die betrachteten Verunreinigungen sind isolierende Schichten aus Metalloxiden und Kohlenwasserstoffprodukten, wie sie unter Entladungsbedingungen bei uns nach einiger Zeit auf Sonden (W, Pt, Mo) entstehen.

III DAS QUASISTATISCHE VERHALTEN EINER ELEKTRISCHEN SONDE

III 1. Die Langmuir-Sondenkennlinie

In diesem Abschnitt wird der qualitative Verlauf einer Langmuir-Sondenkennlinie besprochen. Oberflächeneffekte bleiben hierbei zunächst unberücksichtigt. Auf eine theoretische Behandlung der Kennlinie soll weitgehend verzichtet werden. In Abb. 3.1 sind die normierten Stromdichten zu einer zylindrischen Sonde, wie in der vorliegenden Arbeit verwendet, in Abhängigkeit von der normierten Sondenspannung χ_p (p: probe) dargestellt. Die numerischen Rechnungen wurden von Laframboise /07/ auf der Grundlage der Theorie von Bernstein und Rabinowitz /02/ für Argon durchgeführt. Hierbei wurde

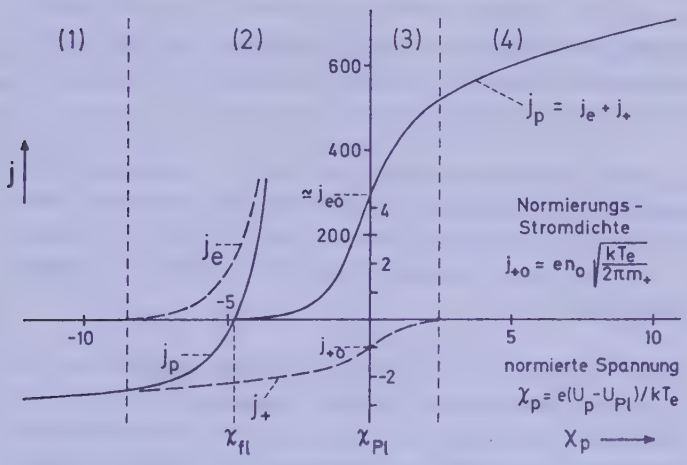


Abb. 3.1 Normierte Stromdichten ($j=J/j_{+0}$, beachte: zwei Maßstäbe) in Abhängigkeit von der normierten Spannung zu einer Zylinder-Sonde nach Laframboise /07/ für $r_p/\lambda_D=10$ und $T_e/T_+=1$. n_0: Dichte der geladenen Teilchen im ungestörten Plasma. Die Kennlinienbereiche (1) bis (4) werden im Text erläutert.

vorausgesetzt, daß alle Elektronen, die die Sondenoberfläche erreichen, über die Sonde abfließen und daß die Ionen (nur einfach geladene) nach der Rekombination an der Sonde als neutrale Atome von der Sonde wieder wegfliegen (keine Oberflächeneffekte). Ferner wurde eine unendlich lange Zylindersonde angenommen (keine Endeffekte). Die Normierungsgröße für die Stromdichte ist die thermische Ionenstromdichte j_{+o} bei Plasmapotential x_{Pl} (Pl: Plasma). J_{eo} ist die thermische Elektronenstromdichte bei x_{Pl}.

Die Gesamtstromdichte $j_p=j_e+j_+$ (ausgezeichnete Kurven) ist in zwei unterschiedlichen Maßstäben dargestellt. Die Maßstabsangabe links von der Ordinate bezieht sich auf die Darstellung der Sondenstromdichte j_p, die bis ganz rechts vom Plasmapotential reicht; hier ist der Betrag der Elektronenstromdichte j_e um bis zu zwei Größenordnungen größer als der der Ionenstromdichte j_+. Der zweite Maßstab (rechts von der Ordinate) bezieht sich auch j_p im Bereich des Floatingpotentials x_{fl}, in dem die Beträge von j_e und j_+ von gleicher Größenordnung sind, und auch auf die Verläufe von j_e und j_+ selbst (gestrichelte Kurven).

Die berechneten Stromdichte-Verläufe aus Abb. 3.1 werden auch bei der Behandlung der Oberflächeneffekte im folgenden Abschnitt sowie in Anhang A9 zugrunde gelegt. Die Bereiche (1) bis (4) aus Abb. 3.1, in die eine Kennlinie grob eingestellt werden kann, werden zuvor besprochen:

(1) Stark negativer Sondenbereich. In diesem Bereich ist die Sonde auf einem negativen Potential gegenüber dem Plasma. Die Potentialdifferenz ist groß genug, um alle Plasmaelektronen abzustoßen. Die Sonde ist hier von einer positiven Raumladungsschicht umgeben und es erreichen nur Ionen die Sondenoberfläche. Dieser Bereich der Kennlinie wird auch Ionen-Sättigungsstrombereich genannt.

(2) Schwach negativer Sondenbereich. Die Sonde ist immer noch von einer positiven Raumladung umgeben. Allerdings können jetzt

höherenergetische Plasmaelektronen, die den Raumladungsschichtrand überfliegen, zur Sonde gelangen und zum Gesamtstrom beitragen. Man spricht auch vom Anlaufstrom-Bereich der Elektronen.

(3) Schwach positiver Sondenbereich. Hier wird die Sonde von einer negativen Raumladungsschicht umgeben. Sowohl Elektronen als auch Ionen tragen zum Gesamtstrom bei. Die Ionen müssen ein Gegenfeld überwinden: Anlaufstrombereich der Ionen [1].

(4) Stark positiver Sondenbereich. Die Raumladung vor der Sonde hat weiterhin ein negatives Vorzeichen; es gelangen keine Ionen mehr zur Sonde. Der Elektronenstrom zeigt Sättigungsverhalten, weshalb man auch vom Elektronen-Sättigungsbereich der Kennlinie spricht.

Aus einer gemessenen Kennlinie lassen sich verschiedene Plasmaparameter bestimmen. Die Ermittlung der wesentlichen Parameter soll im folgenden Abschnitt besprochen werden.

---

1) Der Bereich (3) ist nur von Bedeutung, falls das Temperaturverhältnis $T_e/T_+ > 0{,}01$ ist. In Glimmentladungen fällt dieser Bereich praktisch völlig heraus. Darüber hinaus ist hier $j_e >> j_+$, so daß der Ionenanlaufstrom durch den Elektronenstrom nahezu vollständig maskiert wird.

III 2. Auswertung der Kennlinie

Im Zusammenhang mit dieser Arbeit soll nur auf die Auswertung der Kennlinie nach der klassischen Methode eingegangen werden, da schon hierbei ersichtlich wird, in welcher Weise die Bestimmung der Plasmaparameter durch die noch zu besprechenden Oberflächeneffekte beeinflußt wird. Für die Auswertung mit Hilfe computerberechneter Kennlinien [1] sei auf eine Zusammenfassung in /25/ verwiesen.

Das Floatingpotential läßt sich unmittelbar aus der Kennlinie beim Stromnulldurchgang ablesen, da beim Floatingpotential definitionsgemäß die Stromdichten der Ionen und der Elektronen gleich sind.

Für eine weitergehende Auswertung ist es notwendig, den Sondenstrom logarithmisch gegen die Spannung aufzutragen. In dieser Darstellung werden die Sättigungsströme der Ionen und der Elektronen in den Anlaufstrombereich der Elektronen hinein extrapoliert [2].

Zur Bestimmung der Elektronentemperatur T_e subtrahiert man den extrapolierten Ionenstrom vom Gesamtstrom und erhält dadurch den Elektronenstrom. T_e kann dann aus der differentiellen Steigung des einfach-logarithmisch aufgetragenen Elektronenstromes berechnet werden.

In der logarithmischen Darstellung schneiden sich die Extrapola-

---

1) Stoßfreie Sondentheorie von Bernstein und Rabinowitz /02/ und Rechnungen von Laframboise /07/.

2) Eine doppelt-logarithmische Extrapolation des Ionensättigungsstromes ist nach /29/ evtl. günstiger. Die Diskrepanz zwischen der klassischen und der modernen Auswertung im Hinblick auf die Dichte n_+ ist dann geringer.

tionen von Anlaufstrom und Sättigungsstrom der Elektronen beim Plasmapotential [1].

Die Teilchendichten der Ionen und der Elektronen lassen sich aus den thermischen Strömen der entsprechenden Teilchensorte bei Plasmapotential berechnen. Dabei werden die entsprechenden extrapolierten Stromverläufe zugrunde gelegt.

Auf eine explizite Angabe von Auswerteformeln soll verzichtet werden, da eine Auswertung der Kennlinien hinsichtlich der Plasmaparameter nicht im Vordergrund bei dieser Arbeit steht [2].

Inwieweit die Ermittlung der einzelnen Plasmakenngrößen aus einer gemessenen Kennlinie durch den Einfluß einer realen Sondenoberfläche beeinflußt wird, soll im folgenden Abschnitt und in Anhang A9 diskutiert werden.

---

1) Siehe hierzu die Diskussion in Bezug auf die Genauigkeit in /28/.

2) Die klassische Auswertung der Kennlinie wird in dieser Arbeit zur Bestimmung der Plasmadaten des Testplasmas (Glimmentladung) herangezogen (Anhang A7). Die notwendigen Formeln finden sich z. B. in /25/.

III 3. Der Einfluß einer isolierenden Oberflächenschicht

Die Beeinflussung einer quasistatisch registrierten Kennlinie durch Oberflächeneffekte ist schon seit längerem bekannt. Eine ausführliche Betrachtung wurde in /25/ durchgeführt, eine Zusammenfassung der wichtigsten Effekte wird im Anhang A9 gegeben. An dieser Stelle soll der Einfluß einer schlechtleitenden Oberflächenschicht besprochen werden.

Ist die Sondenoberfläche mit einer schlechtleitenden Schicht bedeckt, so ist eine mit dieser Sonde registrierte Kennlinie (ausgezeichnete Kurve in Abb. 3.2) gegenüber einer idealen Kennlinie (gestrichelt) verschliffen. Die Ursache hierfür liegt in der Tatsache, daß ein Teil der zwischen Sonde und Referenzelektrode angelegten Spannung an der Oberflächenschicht abfällt. Der Spannungsabfall ist $U_o = R_o(\Theta) \cdot I_p$, wobei R_o der von der Verunreinigungsbedeckung

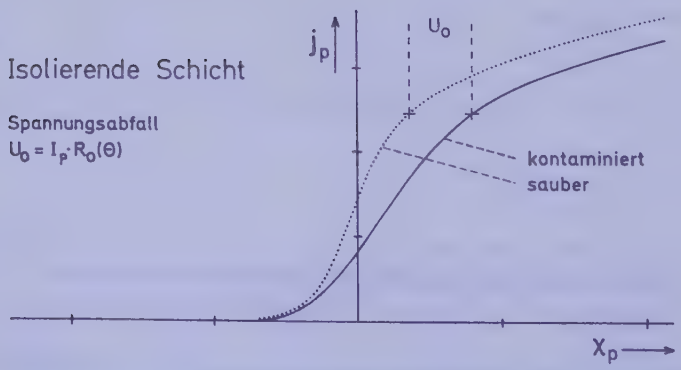


Abb. 3.2 Der Einfluß einer isolierenden Oberflächenschicht

Θ abhängige Oberflächenschichtwiderstand ist [1]. An der Raumladungsschicht erscheint dann nur die Spannung $U_p - U_o$. Durch den Effekt wird eine zu hohe Elektronentemperatur T_e vorgetäuscht. Das Plasmapotential wird falsch bestimmt.

Auf der Sondenoberfläche bilden sich diese Schichten i. a. dann, wenn in der Plasmaphase Sauerstoff oder Kohlenstoff vorhanden sind. Der Sauerstoff kann zur Bildung von Metalloxiden führen, während die Kohlenwasserstoffe unter dem Einfluß eines Elektronenbombardementes auf der Sonde zu polymeren Filmen vernetzen (R. W. Christy /33/). Möglich ist daneben auch die Bildung einer Nitrid-Oberflächenschicht durch "Ionitrieren" (J. Käufler /34/). Das noch zu behandelnde Impulsverfahren gestattet den Nachweis dieser Schichten auf der Sonde sowie die Untersuchung ihrer elektrischen Eigenschaften im Plasma selbst (in situ).

---

1) Der Wert der Bedeckung Θ liegt zwischen 0 für eine saubere Oberfläche und 1 für die Sättigungsbedeckung, bei der alle möglichen Plätze besetzt sind.

IV DAS DYNAMISCHE VERHALTEN EINER ELEKTRISCHEN SONDE

IV 1. Allgemeines

In diesem Abschnitt soll der Strom betrachtet werden, der zur Sonde fließt, wenn an diese ein Spannungssprung geschaltet wird. Der gemessene Stromverlauf wird "Sprung-Antwort" der Sonde genannt. Aus der Literatur (s.u.) ist bekannt, daß die Sprung-Antwort sowohl von den Plasmabedingungen (Dichte und Elektronentemperatur) als auch vom Oberflächenzustand der Sonde (isolierende Schicht) abhängig ist. Zur Deutung und Interpretation von Impulsmessungen, wie sie in dieser Arbeit vorgestellt werden, ist eine Analyse dieser Einflußgrößen erforderlich. Bisherige Arbeiten behandelten entweder den Plasmaeinfluß (IV 2.1) auf das Impulsverhalten oder den Einfluß von isolierenden Schichten auf den frequenzabhängigen Leitwert der Sonden-Plasma-Anordnung (IV 2.2). Die Beeinflussung des Impulsstroms durch isolierende Schichten ist zwar nach den Untersuchungen des Leitwertes zu erwarten (Anhang A1), sie wurde aber bisher weder theoretisch behandelt noch experimentell nachgewiesen.

Bevor auf die erwähnten Arbeiten näher eingegangen wird, und in Abschnitt IV 3 der Impulsstrom berechnet werden soll, empfiehlt es sich zunächst, die elektrischen Verhältnisse an einer gepulsten Sonde vorab darzustellen. Die Betrachtung wird der Einfachheit halber auf einen Kennlinienbereich beschränkt, in dem nur eine Ladungsträgersorte zum gemessenen Strom beiträgt. Hier wird der Ionensättigungsbereich gewählt (s. III 1), da dieser u. a. auch zur Auswertung nach computerberechneten Kennlinien herangezogen wird. Ein Fehler infolge der Elektronenauslösung durch Ionen (Anhang A9) kann zwar nicht ausgeschlossen werden, aber er ist kleiner als derjenige, der durch Reflexion oder Remission von Elektronen im Elektronen-Strombereich der Kennlinie auftritt. Es werden solche Fälle ausgeschlossen, bei denen ein Spannungssprung an der Sonde zur Anfachung von gedämpften oder ungedämpften Plasmaschwingungen führt. Die Möglichkeit wird in Abschnitt VI 4 behandelt.

In Abb. 4.1 ist der statische Verlauf des Ionenstromes zur Sonde in Abhängigkeit von der Sondenspannung schematisch dargestellt. Im Folgenden werden die Ströme $I_{+1}=I_+(-U_{p1})$ und $I_{+2}=I_+(-U_{p2})$ betrachtet. Die Spannungen U_{p1} und U_{p2} sind hinreichend negativ gegenüber dem Plasmapotential, so daß die Elektronen keinen Beitrag zum gemessenen Strom liefern. Die Abb. 4.2 und 4.3 zeigen den zeitlichen Verlauf der Sondenspannung bzw. den des Ionenstromes: die Sprung-Antwort (schematische Darstellungen).

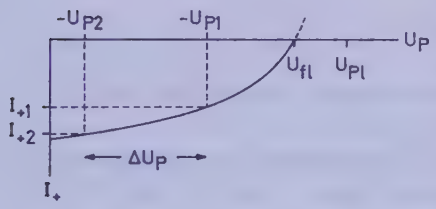


Abb. 4.1
Schematische Darstellung der Ionenstrom-Kennlinie zur Erklärung der Sprung-Antwort der Sonde

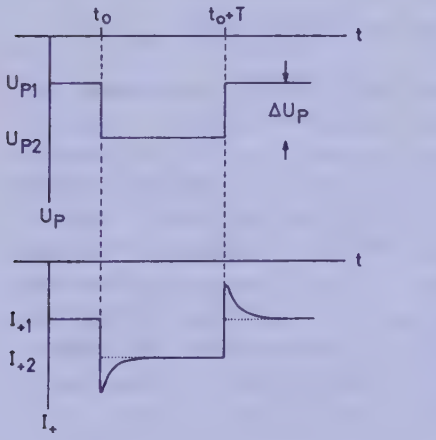


Abb. 4.2
Zeitlicher Verlauf der Sondenspannung (schematisch)

Abb. 4.3
Zeitlicher Verlauf des Sondenstromes: die Sprung-Antwort der Sonde (schematisch)

Bei einem Spannungssprung von $-U_{p1}$ nach $-U_{p2}$ an der Sonde folgt der Strom dieser Änderung nicht momentan. Im Schaltzeitpunkt der Spannung steigt der Strom rasch von dem zu $-U_{p1}$ gehörenden stationären Wert I_{+1} über den zu $-U_{p2}$ gehörenden Strom I_{+2} an, um nach dem

Erreichen eines Maximalwertes sich dem stationären Strom I_{+2} asymptotisch anzunähern. Dieser in Abb. 4.3 dargestellte Verlauf des Stromes entspricht experimentellen Beobachtungen.

Nach der Darstellung eines experimentellen Befundes soll das Auftreten der Stromspikes erklärt werden. Hierbei wird zunächst der Plasmaeinfluß behandelt, d. h. es werden keine isolierenden Schichten auf der Sonde zugelassen.

IV 2. Bisherige Verfahren

IV 2.1 Die Impuls-Sonde zur Bestimmung der Plasmadichte

In diesem Abschnitt wird das Zustandekommen eines Stromspikes vom Standpunkt des Plasmas besprochen werden. Ferner soll die Größe des Spikes für eine Zylindersonde abgeschätzt werden, wie sie bei unseren experimentellen Bedingungen eingesetzt wurde.

Zur Erklärung des Spikes betrachten wir die zu den Spannungen $-U_{p1}$ und $-U_{p2}$ gehörenden stationären Ladungsverteilungen n_1 und n_2 vor der Sonde, wie sie in Abb. 4.4 dargestellt sind. Das Diagramm wurde der Arbeit von Laframboise /07/ entnommen. Es ist die berechnete normierte Ladungsverteilung der Elektronen und Ionen (n^- bzw. n^+) gegen den normierten Abstand r/r_p (r_p: Sondenradius) für zwei dimensionslose Sondenspannungen x_{p1} und x_{p2} vor einer Zylindersonde dargestellt. Die Berechnungen wurden für das Temperaturverhältnis $T_+/T_- = 0$ (kalte Ionen, entspricht den Verhältnissen bei Glimmentladungen) und das Verhältnis von Sondenradius zu Debye-Radius $r_p/\lambda_D = 10$ durchgeführt (Vergleiche Fußnote 2 S35).

Nach dem Umschalten der Sondenspannung von x_{p1} nach x_{p2} werden zunächst die Elektronen wegen ihrer hohen Beweglichkeit von der Sonde fort ins Plasma getrieben. Die Ladungsdichteverteilung

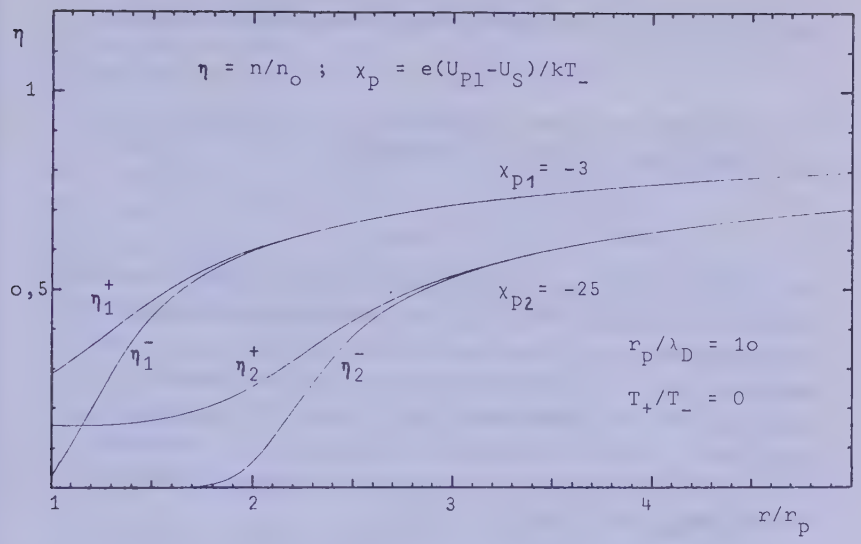


Abb. 4.4 Ladungsdichteverteilungen vor einer Zylindersonde nach Laframboise /07/.

$\eta_1(r/r_p)$ geht rasch [1] in den stabilen Zustand $n_2(r/r_p)$ über. Die in Sondennähe befindliche überschüssige Ionenwolke wird nun zur Sonde hin abgebaut [2], bis auch die Ionendichteverteilung in den

---

1) Nach /22/ läuft der Prozeß mit einer Zeitkonstanten t=const/ω_{pl} ab. Die Konstante ist gas-abhängig; für Neon und $n_o=10^{11}$ cm^{-3} ergibt sich $t=10^{-10}$ s. Die angegebene Zeit ist abhängig von der Ionenbeweglichkeit und bezieht sich auf Messungen in der pos. Säule eines Ne-Glimmentladungsplasmas, welches mit unserem Testplasma vergleichbar ist.

2) Nach /23/ liegt die Zeit im µs-Bereich.

durch $\eta^+(r/r_p)$ beschriebenen Zustand übergegangen ist. Dies hat einen erhöhten Ionenstrom während dieses Oberganges zur Sonde zur Folge.

Der zusätzliche Strom wird als Abbaustrom I_A, die zugehörige Ladung Q_A als Abbauladung bezeichnet (s. a. Abb. 4.3).

$$Q_A = \int I_A \cdot dt \tag{4.1}$$

Kamke und Rose /22/ geben ein Verfahren an, nach dem die Teilchendichte des ungestörten Plasmas n_o durch Messung der Abbauladung Q_A bestimmt werden kann. Das angegebene Verfahren setzt ebene Sondengeometrie voraus. Die Genauigkeit wird mit 15 % angegeben. Die Autoren kannten den Verlauf von η_1 und η_2 nicht; sie postulierten, daß η_1 und η_2 parallel zur Ordinate (siehe Abb. 4.4) verschobene Kurven sind und leiteten für die Auswertung Näherungsformeln für die Raumladungsschichtdicken $d_{1,2}$ $(U_{p1,2})$ ab.

An dieser Stelle soll ein entsprechendes Verfahren für Zylindergeometrie der Sonde besprochen werden [1], bei dem $\eta_{1,2}(r/r_p)$ der Arbeit von Laframboise entnommen werden kann.

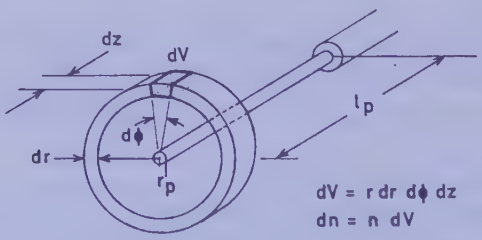


Abb. 4.5 Zur Bestimmung der Abbauladung bei Zylindersonden

---

1) In der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich Zylindersonden eingesetzt; eine theoretische Bearbeitung unseres Problems ist uns nicht bekannt.

Es wird angenommen, daß das ungestörte Plasma homogen ist. Das Ziel der folgenden Ableitung ist es, einen Ausdruck zu finden, mit dem die Abbauladung bei bekannter Plasmadichte abgeschätzt werden kann.

Wir betrachten dazu das Volumenelement dV in Abb. 4.5. Bei den Sondenspannungen $-U_{p1,2}$ befinden sich in dem Volumenelement $dn_{1,2}$ Ionen. Beim Obergang von $-U_{p1}$ nach $-U_{p2}$ wird die Differenz $\Delta n^+ = dn_1 - dn_2 = d(n_1 - n_2)$ zur Sonde hin abgebaut. Die Gesamtzahl der Ionen N^+, die während des Obergangs zusätzlich zur Sonde gelangen, ergibt sich durch Integration über die Zylinderkoordinaten r, ϕ und z.

$$\Delta N^+ = \int_{r_p}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{l_p} (n_1^+ - n_2^+)\, r\, dr\, d\phi\, dz \qquad (4.2)$$

Die Integration über $d\phi$ und dz kann unmittelbar durchgeführt werden, wenn $n_{1,2}$ nur eine Funktion vom Radius r ist. Diese Voraussetzung ist erfüllt, da das Plasma als homogen angenommen wurde. Es folgt dann für N^+ :

$$\Delta N^+ = 2\pi\, l_p \int_{r_p}^{\infty} (\, n_1^+(r) - n_2^+(r)\,)\, r\, dr \qquad (4.3)$$

Um unmittelbar die Ergebnisse von Laframboise verwenden zu können, wird r durch r/r_p und $n_{1,2}(r)$ durch $\eta_{1,2}(r/r_p)$ substituiert. Es folgt:

(4.4)

$$\Delta N^+ = 2\pi\, l_p\, r_p\, n_o \int_1^{\infty} (\, \eta_1^+(\tfrac{r}{r_p}) - \eta_2^+(\tfrac{r}{r_p})\,)\, (\tfrac{r}{r_p})\, d(\tfrac{r}{r_p})$$

Multipliziert man obige Gleichung noch mit der Ladung eines Ions, so erhält man die Gesamtladung, die die Ionen beim Schalten der Sondenspannung von $-U_{p1}$ nach $-U_{p2}$ zusätzlich zur Sonde transportieren.

$$Q_A = q^+ \cdot \Delta N^+ \qquad (4.5)$$

Das Integral $\int_1^\infty (\eta_1 - \eta_2)\ (r/r_p)\ d(r/r_p)$ in Gl. (4.5) wurde mit Hilfe der von Laframboise berechneten Ladungsdichteverteilungen $\eta_{1,2}\ (T_+/T_-\ ,\ r_p/\lambda_D\ ,x_p\ ,\ r/r_p\ )$ für $T_+/T_- = 0$, $r_p/\lambda_D = 10$, $x_{p1} = -3$ und $x_{p2} = -25$ mit einer Genauigkeit von etwa 20 % zu 3,3 (dimensionslos) bestimmt.

Mit den Gleichungen (4.1) und (4.5) kann die Abbauladung entweder experimentell (s. Abb. 4.3) oder bei bekannter Dichte theoretisch n_o (z. B. aus I_{eo}) ermittelt und verglichen werden. Sofern bei den Impulsmessungen die Sonde frei von isolierenden Schichten ist, sollten die auf unterschiedliche Weise bestimmten Werte für die Abbauladung Q_A in der gleichen Größenordnung liegen. Zu beachten ist dabei die Ungenauigkeit, die in der Bestimmung von ΔN^+ liegt. Zwei Schwierigkeiten sind in diesem Zusammenhang zu nennen:

1) Die Verteilungen $\eta_{1,2}$ sind nur bis $r/r_p = 5$ bekannt (s. Abb. 4.4). Die notwendige Extrapolation über diesen Wert hinaus bringt eine entsprechend große Unsicherheit (der Wert von 3,3 für das Integral ergab sich bei linearer Extrapolation).

2) Die den berechneten Dichteverteilungen von Laframboise zugrundeliegenden Daten - insbesondere $x_{1,2}$ und r_p/λ_D - stimmen nicht mit den entsprechenden Werten bei unseren Experimenten überein (vergl. Fußnote 2 S.35). Für eine exakte Berechnung der Abbauladung benötigt man allerdings die zu den aktuellen Plasmaparametern gehörenden Dichteverläufe vor der Sonde. Da die Beziehung (4.5) jedoch in der vorliegenden Arbeit nur für eine Abschätzung der Abbauladung verwendet wird, soll auf die komplizierte Berechnung der Dichteverteilungen (s. /07/) verzichtet werden.

Abschließend soll ein Beispiel für die unter realistischen Sonden- (r_p=0,05 mm, l_p=5 mm) und Plasmabedingungen (T_-= 2,5 eV , n_o=9·10^{11} cm^{-3}) zu erwartende Abbauladung aus der geänderten Raumladungsschicht vor der Sonde gegeben werden [1]. Setzt man die obigen Werte in Gl. (4.5) ein, so erhält man:

$$Q_A = 2\,\pi\, r_p\, l_p\, q^+\, n_o\, 3{,}3 = 3{,}7\ 10^{-11}\ \text{As} \qquad (4.6)$$

Hierbei wurden einfach geladene Ionen angenommen (q^+ = e). Bei einer Spannungsänderung von ΔU_p = 55 V [2] entspricht dieser Abbauladung eine Kapazitätsänderung der Raumladungsschicht von ΔC_s = 0,7 pF. Auf diese Werte wird an anderer Stelle im Zusammenhang mit dem Modell der Grenzschichten zwischen der Sonde und dem Plasma nochmals eingegangen.

---

1) Diese Sonden- und Plasmadaten sind typisch bei unseren Untersuchungen. Die Elektronentemperatur T_e und die Plasmadichte n_o wurden durch die klassische Auswertung einer gemessenen Kennlinie gewonnen (Anhang A7).

2) Bei χ_p = 22 (s. Abb. 4.4) und T_- = 2,5 eV ergibt sich für ΔU_p = 55 V. r_p/λ_D beträgt hier etwa 1,25.

IV 2.2 Die Admittanz-Methode zur Bestimmung des Leitwertes der Sonden-Plasma-Anordnung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, wie der Impulsstrom zur Sonde durch das Plasma (Dichte n_o) bestimmt wird. Das Ergebnis ist ein Ausdruck, mit dessen Hilfe bei bekannten Sonden- (r_p , l_p) und Plasmadaten (n_o , T_-) die Abbauladung abgeschätzt werden kann. Es soll jetzt gezeigt werden, daß der Vergleich zwischen diesem theoretischen Wert von Q_A (über Gl. 4.5) und dem entsprechenden experimentell ermittelten Wert (über Gl. 4.1) eine Aussage darüber zuläßt, ob die Sonde mit einer isolierenden Schicht bedeckt ist oder nicht. Bei sauberen Sonden sollten die theoretischen und experimentellen Werte übereinstimmen (Q_A(Theorie) = Q_A(Experiment)). Wie im folgenden gezeigt werden soll, ist dagegen bei Oberflächenverunreinigungen ein Ansteigen des experimentellen Wertes in Gl. 4.1 zu erwarten.

Den Hintergrund zu dieser Idee bilden Veröffentlichungen, die sich mit der Messung des frequenzabhängigen Leitwertes einer Sonden-Plasma-Anordnung beschäftigen. Über diese Arbeiten soll zunächst ein Überblick gegeben werden.

Nach Olson und Medicus /21/ kann das dynamische Verhalten einer kontaminierten Sonde, die im elektrischen Kontakt mit einem Plasma steht, mit Hilfe eines Ersatzschaltbildes beschrieben werden. Dabei wird die Verunreinigungsschicht (o) und die Raumladungsschicht (s) durch verlustbehaftete Kondensatoren ($R_o//C_o$ bzw. $R_s//C_s$) beschrieben, die in Reihe geschaltet sind. Das Modell wird in Kap. IV 3 ausführlich behandelt.

Folgt man dieser Modellvorstellung, so ist die Zeitkonstante, mit der sich nach einem Spannungssprung an der Sonde ein neuer stabiler Strom einstellt, gegeben durch den Ausdruck in Gl. (4.7). Bei stark kontaminierten Oberflächen ist im allgemeinen $R_o >> R_s$ und $C_o >> C_s$. In diesem Fall kann die Relaxation des Stromes näherungsweise mit Gl. (4.9) beschrieben werden.

$$\tau = \frac{R_o \cdot R_s}{R_o + R_s} (C_o + C_s) \qquad (4.7)$$

Falls $R_o >> R_s$ und $C_o >> C_s$ (4.8a,b)

folgt $\tau \approx R_s \cdot C_o$ (4.9)

Das Abklingen des Impulsstromes sollte demnach durch den Oberflächenzustand der Sonde und des Plasma bestimmt sein [1]. Bei konstanten Plasmabedingungen (r_s) ist die Zeitkonstante nur verunreinigungsabhängig (C_o). Nimmt man für den Impulsstrom ein exponentielles Abklingen der Form $i(t) = i_o \cdot \exp(-t/\tau)$ an, so ergibt sich für die Abbauladung der einfache Zusammenhang zwischen Q_A und C_o:

$$Q_A' := \int i(t) \cdot dt = i_o \cdot \tau = i_o \cdot R_s \cdot C_o \qquad (4.10)$$

Der Deutlichkeit halber sei hier erwähnt, daß sowohl die mikroskopische Behandlung der geänderten Raumladungsschicht vor der Sonde in /22/ und Abschnitt IV 2.1, als auch die an dieser Stelle und in IV 3 durchgeführten Betrachtungen einer Ersatzschaltung der Sonden-Plasma-Anordnung als Ergebnis einen vergleichbaren Verlauf des Impulsstromes ergeben.

Beide Betrachtungsweisen sind jedoch völlig unabhängig voneinander: Die erste ist adäquat für saubere Sonden, die zweite für Sonden, die mit einer schlechtleitenden Schicht kontaminiert sind. Während die

---

1) Daten sind nur vereinzelt in der Literatur zu finden. Für C_s wird von 0,05 pF /21/ und 4 pF /24/ berichtet (experimentelle Werte). C_o kann zwischen 250 und 300 pF /21/ liegen, so daß C_s und ΔC_s vernachlässigbar sind. Für Werte der Widerstände R_o und R_s wird auf Abschnitt VI 3. verwiesen.

Auswertung des Impulsstromes einer sauberen Sonde auf der Grundlage von IV 2.1 die Abbauladung Q_A (Gl 4.5) aus der Raumladungsschicht ergibt, würde man bei einer entsprechenden Auswertung, die auf der Ersatzschaltung der kontaminierten Sonde basiert, eine Ladung Q_A' (Gl 4.10) ermitteln, die auf den Umladungsstrom während des Schaltvorganges zurückzuführen ist. Die physikalische Bedeutung von Q_A und Q_A' ist gänzlich verschieden.

Diese Oberlegungen zeigen, daß es sinnvoll sein kann, Oberflächenverunreinigungen an Sonden durch das Studium des Impulsverhaltens einer Langmuir-Sonde zu untersuchen. Eine direkte Messung des Sonden-Impulsstromes (Impuls-Methode), die eine Beeinflussung durch den Oberflächenzustand zeigt, ist bisher nicht bekannt. Auch liegen keine Rechnungen für den Impulsstrom zu einer kontaminierten Sonde vor. Bevor die entsprechenden Rechnungen durchgeführt werden, sollen Ergebnisse angegeben werden, die nach der Admittanz-Methode gewonnen wurden. Sie vermitteln die derzeitigen Erkenntnisse über die elektrischen Eigenschaften verschiedener Schichten auf Sonden.

Medicus et. al. /21/ arbeitete mit einer Leitwertmeßbrücke in einem Metalldampf-Plasma und berichtet für eine Aluminiumoxidschicht (Al_2O_3, Dicke 25 µm) auf einer Al-Sonde von Relaxationszeiten $\tau = 1{,}38 \cdot 10^{-4}$ s und $1{,}75 \cdot 10^{-5}$ s bei Entladungsströmen von 5 mA bzw. 40 mA. Die Messungen bestätigen qualitativ die Beziehung 4.9, d. h. τ fällt mit fallendem R_s. Dabei ist zu beachten, daß der Widerstand R_s mit zunehmender Stromstärke I_E (I_E ist praktisch proportional zur Plasmadichte n_o) fällt; der Zusammenhang $R_s(I_E)$ wird in Abschnitt VI 3 behandelt.

Olson /35/ veröffentlichte eine Arbeit, bei der die experimentellen Bedingungen und die Methode mit denen aus /21/ übereinstimmen. Seine Messungen lieferten $\tau = 1{,}1 \cdot 10^{-2}$ s ($9{,}2 \cdot 10^{-3}$ s) bei einem Entladungsstrom von 5 mA (10 mA) bei einer verunreinigten Wolfram-Sonde und $\tau = 1{,}42 \cdot 10^{-3}$ s ($8{,}35 \cdot 10^{-4}$ s) bei einer sauberen Sonde. Als Verunreinigung auf der Sonde wird Bariumoxid und Pumpenöl und als Reinigungsverfahren wird Sputtern mit Ionen aus der Entladung

angegeben. Hier wird qualitativ sowohl die Abhängigkeit $\tau(C_o)$ als auch $\tau(R_s)$ gemäß GL. 4.9 bestätigt.

Olson und Nordlund /24/ veröffentlichten Messungen der Blind- und Wirkkomponente der Sonde-Plasma-Anordnung (W). Die Verunreinigung entstand durch Bildung von organischen Filmen (Fette, Pumpenöl). Die Autoren arbeiteten mit Lock-in-Technik und bestätigen das Frequenzverhalten des Leitwertes - gemessen bei einer festen Sondenspannung -, das bereits von Medicus /21/ beobachtet wurde. In /24/ wird darüber hinaus gezeigt, daß die Blindkomponente stark von der Sondenspannung abhängt, mit einem ausgeprägten Maximum bei Plasmapotential.

Die Grundlagen der Admittanz-Methode werden im Anhang A1 behandelt. Wie bei sämtlichen Veröffentlichungen, die die Admittanz-Methode zum Gegenstand haben, wird auch dort zunächst der Plasmawiderstand nicht berücksichtigt. Bei dem Vergleich zwischen der Admittanz- und der Impuls-Methode im Anhang A2 wird dann auch in der theoretischen Beschreibung der Admittanz-Methode der Plasmawiderstand eingeführt. Als wesentliches Ergebnis findet man dadurch, daß die Relaxation des Sondenstroms im Gegensatz zu Gl. 4.7 durch zwei Zeitkonstanten beschrieben werden muß.

IV 3. Theorie der Sprung-Antwort einer elektrischen Sonde auf der Grundlage eines Modells der Grenzschichten zwischen der Sonde und dem Plasma

Mit Hilfe einer Ersatzschaltung der Sonden-Plasma-Anordnung soll der Stromverlauf zur Sonde berechnet werden, wenn an diese ein Spannungssprung geschaltet wird. Nach den Darstellungen in Abschnitt IV 1 sollte die Sprung-Antwort sowohl vom Plasma als auch von dem Oberflächenzustand der Sonde abhängig sein. Beide Einflußgrößen müssen bei einem Modell und den Rechnungen berücksichtigt werden.

Im vorliegenden Abschnitt werden folgende Punkte behandelt:

3.1 Das Modell der Sonden-Plasma-Anordnung 40

3.2 Formulierung des allgemeinen Problems 42
1. Die Raumladungsschicht 42
2. Die aufgeprägte Spannung $U_E(t)$ 43
3. Die DGl. für die Spannung $U_0(t)$ 45

3.3 Berechnung der Sprung-Antwort i(t) für eine zeitunabhängige Raumladungsschicht 46

3.4 Impulsstrom-Überhöhung bei Einzelimpulsen und referenzgepulsten Kennlinien 53

IV 3.1 Das Modell der Sonden-Plasma-Anordnung

Steht die Sonde im elektrischen Kontakt mit einem Plasma, so führt die gegenseitige Beeinflussung zur Ausbildung von zwei Grenzschichten. Die Schicht im Plasma ist als Langmuir-Schicht bekannt. In ihr treten Abweichungen von der Quasineutralität des Plasmas auf (Raumladungen). Die Schicht auf der Sonde wird i. a. durch

Adsorbate aus dem Plasmavolumen gebildet. Wie bereits in IV 2.2 erwähnt, kann jede dieser beiden Schichten in einem elektrischen Ersatzschaltbild durch die Parallelschaltung eines Kondensators mit einem Widerstand dargestellt werden, die insgesamt in Reihe geschaltet sind.

Zusätzlich zu dieser Anordnung ist jedoch bei Sondenmessungen ein Meßwiderstand R_M und die Plasmastrecke zwischen der Sonde und der Bezugselektrode (z. B. der Anode) in Reihe geschaltet.

Setzt man für die Impedanz der Plasmastrecke und der Grenzschichten an der Bezugselektrode insgesamt einen ohmschen Widerstand R_{Pl} an und faßt R_M und R_{Pl} zu R zusammen ($R=R_M+R_{Pl}$), so ergibt sich für den Sondenmeßkreis die Ersatzschaltung in Abb. 4.6. Diese Schaltung bildet die Grundlage für die in diesem Abschnitt durchgeführten Rechnungen und Diskussionen. Das vollständige Ersatzschaltbild der Sondenmeßanordnung wird in Abschnitt V 2 behandelt. Es werden dort Vereinfachungen der Schaltung diskutiert, die zur Ersatzschaltung in Abb. 4.6 führen.

An dieser Stelle soll jedoch auf folgende Tatsache bereits hingewiesen werden: Durch die Verwendung einer großen Referenzelektrode (Hohlanode) ist der Anodenfall sehr schwach ausgebildet. Dadurch

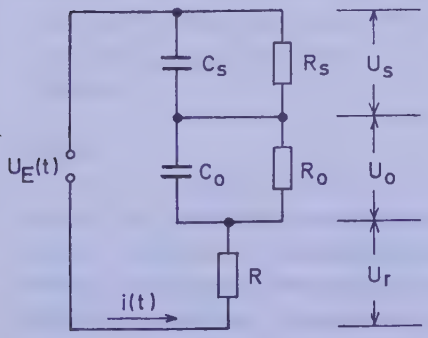


Abb. 4.6
Ersatzschaltung des Sondenkreises zur Berechnung der Sprung-Antwort i(t).

ist die Impedanz der Anodengrenzschicht und auch der Plasmastrecke bekanntlich (z. B. /23/) wesentlich kleiner als die Impedanz der Sondenschicht. Dies rechtfertigt auch, die Impedanzen der Anodenschicht und der Plasmastrecke in einer ersten Naherung durch einen ohmschen Widerstand zu beschreiben.

Zu beachten ist bei der Behandlung der Ersatzschaltung, daß die Raumladungsschicht und damit die Größen R_s und C_s wegen der zu betrachtenden zeitlichen Änderung von U_s ebenfalls zeitabhängig sind. Zunächst wird das allgemeine Problem formuliert, dann werden Vereinfachungen diskutiert und schließlich die entsprechenden Rechnungen durchgeführt.

IV 3.2 Formulierung des allgemeinen Problems

3.2.1 Die Raumladungsschicht

Es wird eine Zylindergeometrie der Sonde und der Raumladungsschicht betrachtet. C_s und R_s repräsentieren demnach die Kapazität bzw. den Ableitwiderstand eines Zylinderkondensators. Die Innenelektrode ist die Sonde mit der Adsorbatschicht und die Außenelektrode das ungestörte Plasma jenseits der Raumladungs- und der Vorschicht. Das Dielektrikum ist das Schichtmedium. Der Widerstand und die Kapazität sind gegeben durch:

$$R_s = U_s / (\int \sigma E \, dA) \qquad (4.11a)$$

$$C_s = (\int \varepsilon E \, dA)/U_s \qquad (4.11b)$$

Betrachtet man den Fall, daß das Schichtmedium homogen ist und die Sondenlänge groß ist gegen den Schichtradius r_s, so gilt:
Die Leitfähigkeit und die Dielektrizitätskonstante sind Skalare und die Feldstärke besitzt nur eine radiale Komponente. In diesem Fall können R_s und C_s berechnet werden und man erhält (z. B. /36/):

$$R_s = \ln (r_s/r_p) \,/\, 2\pi\sigma\, l_p \qquad (4.12a)$$

$$C_s = 2\,\pi\varepsilon l_p \,/\, \ln(r_s/r_p) \qquad (4.12b)$$

Man erkennt, daß das Produkt $\tau_s := R_s C_s$ konstant ist ($= \varepsilon/\sigma$).Die Einzelgrößen für sich hängen jedoch über r_s von der Spannung U_s (t) ab.

Die Abhängigkeit r_s (U_s) ist aus der Literatur bekannt. Basu und Sen /37/ berechneten die Raumladungsschichtdicke r_s als Funktion der normierten Sondenspannung $x_p = eU_s/kT_-$ für Zylindergeometrie durch Lösen der Poisson Gl. und geben als Ergebnis einen analytischen Ausdruck der Form

$$r_s(\lambda_p) = \lambda_D \sqrt{m\cdot(-x_p+3{,}5)-4} \qquad (4.13)$$

mit $\quad m = 0{,}59+1{,}86\cdot(r_p/\lambda_D)^{0{,}47} \quad$ und $\quad x_p < 0.$

Die Autoren berichten von einem Fehler kleiner als 5 %, wenn $-x_p > 3$ und $0{,}1 < r_p/\lambda_D < 10$ ist. λ_D ist dabei die Debye-Länge.

Mit den Gleichungen (4.12a, b) und (4.13) sind die Abhängigkeiten R_s (U_s) und C_s (U_s) formuliert. Man erkannt die offenbar schwache Abhängigkeit der Form $\ln(\sqrt{U_s})$. Dies ist die quasistatische Änderung der Raumladungsschicht. Für das Studium der nichtstatischen Ausbreitung einer Ionenschicht sei auf die Arbeiten /38/ bis /42/ verwiesen.

3.2.2 Die aufgeprägte Spannung $U_E(t)$

Bei der Untersuchung der Sprung-Antwort einer Langmuir-Sonde sollte die aufgeprägte Spannung $U_E(t)$ eine Sprungfunktion sein. Im Experiment läßt sich diese Forderung stets nur näherungsweise er-

füllen. Als hinreichend gut erfüllt kann die Forderung angesehen werden, wenn die Anstiegszeit t_A der Spannung $U_E(t)$ klein gegenüber der kleinsten Zeitkonstanten im Stromverlauf i (t) ist, die durch die Messung noch aufgelöst werden soll. Bei dem Raumladungsabbaustrom I_A ist bei vergleichbaren Glimmentladungsplasmen mit einer Zeitkonstanten von einigen µs zu rechnen (/22/, /23/ und IV 2.1). Zur zeitlichen Auflösung dieser Plasmarelaxation müßte die Zeit t_A daher im ns-Bereich liegen.

Bei den Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit soll u. a. die Sprung-Antwort von kontaminierten Sonden gemessen werden. Hierbei ist mit Zeitkonstanten im Verlauf i(t) von 0,1 bis 10 ms zu rechnen (/21/, /24/, /35/ und IV 2.1).

Eine Anstiegszeit t_A im µs-Bereich ist hinreichend klein, um diese durch die Verunreinigung bestimmte Relaxation auflösen zu können. Der experimentelle Aufbau wurde hierfür ausgelegt; Einzelheiten des realisierten Spannungsgenerators werden in Abschnitt V 3 gegeben.

Die Anforderungen an die aufgeprägte Spannung im Hinblick auf die Anstiegszeit lassen sich entschärfen, wenn man in der Theorie eine beliebige Zeitfunktion für $U_E(t)$ zuläßt. Rechnungen, bei denen eine Spannung nach Gl. 4.14 berücksichtigt wird, sind durchgeführt worden.

$$U_E(t) = U_{E1} + U_{E2}\left[1 - \exp\left(-t/t_A\right)\right] \qquad (4.14)$$

Einzelheiten zu diesen Rechnungen und Ergebnissen sind beim Verfasser erhältlich.

Nach den Vorbetrachtungen zur Raumladungsschicht und zur aufgeprägten Spannung wird nun eine Differentialgl. für die Spannung $U_o(t)$ an der Oberflächenschicht aufgestellt.

3.2.3 Die Differentialgleichung für $U_o(t)$

Um den Strom i(t) in Abb. 4.6 zu berechnen, ist es sinnvoll, zunächst die Spannung $U_o(t)$ oder $U_s(t)$ zu bestimmen. Hier wird $U_o(t)$ gewählt. Ausgangspunkt für die folgenden Rechnungen sind die Kirchhoff'schen Regeln. Die Knotenregel angewendet auf die Knoten (1) bzw. (2) in Abb. 4.6 ergibt

$$i = C_o \cdot dU_o/dt + U_o/R_o = C_s \cdot dU_s/dt + U_s/R_s \qquad (4.15)$$

Ferner gilt nach der Maschenregel die Gleichung

$$U_E = R \cdot i + U_o + U_s \qquad (4.16)$$

Betrachtet man die rechte Seite von Gl. 4.15 und setzt dort für R_s und C_s die entsprechenden zeitabhängigen Größen aus Gl. 4.12 ein, so folgt:

$$i(t) = \left[1/g(t)\right] \cdot \left[C_{so} \cdot dU_s/dt + U_s/R_{so} \right]$$

$$g(t) = \ln (r_s(t)/r_p) \qquad (4.17)$$

$$C_{so} = 2\pi\varepsilon l_p \qquad R_{so} = 1/2\pi\sigma l_p$$

Jetzt kann mit Gl. 4.16 U_s und dU_s/dt aus Gl. 4.15 bzw. aus Gl. 4.17 eliminiert werden. Als Ergebnis erhält man die gesuchte DGl. für die Spannung U_o (t)

$$\frac{d^2U_o}{dt^2} + \alpha \frac{dU_o}{dt} + \beta U_o = \gamma \left(\tau_{so} \frac{dU_E}{dt} + U_E\right)$$

$$\alpha = \frac{\tau_o(g(t)\cdot R_{so}+R) + \tau_{so}(R_o+R)}{R\tau_o\tau_{so}}$$

$$\beta = \frac{g(t)\cdot R_{so}+R_o+R}{R\tau_o\tau_{so}} \qquad \gamma = \frac{1}{RC_o\tau_{so}}$$

$$\tau_o = R_oC_o \qquad \tau_{so} = \tau_s = R_sC_s = \varepsilon/\sigma \qquad (4.18)$$

Wenn $U_o(t)$ durch Lösung der DGl. 4.18 gefunden ist, kann durch Einsetzen von U_o und dU_o/dt in Gl. 4.15 die gesuchte Sprung-Antwort i(t) bestimmt werden. Eine geschlossene Lösung der DGl. 4.18 läßt sich wegen der komplizierten Zeitfunktionen von g(t) und $U_E(t)$ nicht angeben. Im folgenden Abschnitt soll i(t) berechnet werden, wenn (1) g(t)=1 ist (d. h. R_s und C_s sind konstant) und wenn gleichzeitig (2) für $U_E(t)$ eine Sprungfunktion angesetzt wird. Die Konsequenzen, die sich aus (1) ergeben, werden diskutiert (VI 2).

IV 3.3 Berechnung der Sprung-Antwort i(t) für eine zeitunabhängige Raumladungsschicht

Für konstante Werte von R_s und C_s sowie für einen aufgeprägten Spannungssprung soll die DGl. 4.18 mit Hilfe der Laplace-Transformation gelöst werden. Dazu wird die DGl. komponentenweise transformiert; es gilt:

$$L\left[\frac{d^2U_o}{dt^2}\right] = s^2\,F(s) - s\,U_o(0) - \dot{U}_o(0) \qquad (4.19)$$

$$L\left[\frac{dU_o}{dt}\right] = s\,F(s) - U_o(0) \qquad (4.20)$$

$$L\left[U_o\right] = F(s) \qquad (4.21)$$

Dabei ist L der Laplace-Operator und s die neue Variable. Die Sprung-Spannung soll wie folgt definiert werden:

$$U_E(t) := U_{E1} +\Delta U_E \cdot u(t) \qquad (4.22)$$

Hier ist u(t) der Einheitssprung mit u (t< 0)=0 und u(t> 0)=1. Die durch Gl. 4.22 beschriebene Spannung $U_E(t)$ wird demnach zur Zeit t=0 von U_{E1} nach U_{E2} geschaltet. Die Sprunghöhe ist $\Delta U_E = U_{E2} - U_{E1}$. Die Laplace-Transformierte dieser Funktion ergibt sich zu:

$$L\left[U_E(t)\right] = \int_0^\infty U_E(t)\cdot e^{-s\cdot t}\,dt = U_{E2}/s \qquad (4.23)$$

Die Ableitung der aufgeprägten Spannung dU_E/dt ergibt

$$\frac{dU_E}{dt} = U_E \cdot \delta(t) \qquad (4.24)$$

δ (t) ist die Dirac'sche Deltafunktion.

Da die Laplace-Transformierte der Deltafunktion eins ist, folgt jetzt:

$$L\left[\frac{dU_E}{dt}\right] = \Delta U_E \cdot L\left[\delta(t)\right] = \Delta U_E \qquad (4.25)$$

Durch Einsetzen der Laplace-Transformierten aus den Gleichungen 4.19 bis 4.21 sowie 4.23 und 4.25 in die DGl. 4.18 und Auflösung nach F (s) erhält man die Laplace-Transformierte L $\left[U_o(t)\right] = F(s)$

$$F(s) = \frac{s^2\, U_o(0) + s\cdot(\alpha U_o(0) + \gamma\tau_s \Delta U_E) + \gamma U_{E2}}{s\cdot(s^2 + \alpha s + \beta)} \qquad (4.26)$$

Die gesuchte Zeitfunktion $U_o(t)$ läßt sich durch Berechnung der inversen Laplace-Transformation von F(s) bestimmen.

$$U_o(t) = \frac{1}{2\pi j} \oint G(s)\, ds \quad \text{mit} \quad G(s)=F(s)\cdot e^{s\cdot t} \qquad (4.27)$$

Das Wegintegral ist das 2π j-fache ($j=\sqrt{-1}$) der Summe sämtlicher Residuen von G(s). Entsprechend der drei Pole von G(s) bei $s=p_o=0$, p_1 und p_2 müssen drei Residuen $k(p_o)$, $k(p_1)$ und $k(p_2)$ berücksichtigt werden ($R_g=R_o+R_s+R$) [1].

$$K_o := k(p_o) = \frac{\gamma}{\beta} U_{E2} = \frac{R_o}{R_g} U_{E2} \qquad (4.28)$$

$$k_{1,2} := \Delta U_E \left[1 + \frac{1}{\tau_s p_{1,2}}\right] \frac{1}{RC_o(p_{1,2}-p_{2,1})}\, e^{p_{1,2}t} \qquad (4.29a,b)$$

Dabei wurden die Anfangsbedingungen $U_o(t=0) = U_{E1}\cdot(R_o/R_g)$ und $\dot{U}_o(t=0) = 0$ berücksichtigt. Die Zeitfunktion ist also:

$$U_o(t) = K_o + K_1 \exp(p_1 t) + K_2 \exp(p_2 t) \qquad (4.30)$$

---

1) Das Residuum einer Funktion an einem Pol erhält man, indem man den Faktor (im Nenner), der diesen Pol erzeugt wegläßt und für s den Wert der Polstelle im Rest der Funktion einsetzt /50/.

Die Polstellen $p_{1,2}$ lassen sich als Nullstellen der quadratischen Gleichung im Nenner von F(s) berechnen. Man erhält

$$p_{1,2} = -\frac{\alpha}{2} \pm \sqrt{\frac{\alpha^2}{4} - \beta} \qquad (4.31)$$

Die Konstanten $p_{1,2}$ lassen sich als reziproke Zeitkonstanten auffassen: $p_{1,2} =: -1/\tau_{1,2}$. Setzt man hier den Ausdruck aus Gl. 4.31 ein, so folgt nach Umformung:

$$\tau_{1,2} = \frac{\alpha}{2\beta}\left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\beta}{\alpha^2}}\right] \qquad (4.32)$$

Den gesuchten Stromverlauf i(t) findet man schließlich durch Einsetzen von $U_0(t)$ und $dU_0(t)/dt$ in den ersten Teil von Gl. 4.15

$$i(t) = \frac{K_0}{R_0} + \frac{K_1}{R_0}\left[1 - \frac{\tau_0}{\tau_1}\right]e^{-t/\tau_1} + \frac{K_2}{R_0}\left[1 - \frac{\tau_0}{\tau_2}\right]e^{-t/\tau_2} \qquad (4.33)$$

Normiert man jetzt noch Gl. 4.33 auf den statischen Strom $i_\infty = i(t \to \infty) = K_0/R_0 = U_{E2}/R_g$, so findet man:

$$\frac{i(t)}{i_\infty} = 1 + \kappa_1 \exp(-t/\tau_1) + \kappa_2 \exp(-t/\tau_2) \qquad (4.34)$$

Mit $$\kappa_{1,2} = \frac{K_{1,2}}{K_0}\left[1 - \frac{\tau_0}{\tau_{1,2}}\right] \qquad (4.35)$$

Diskussion

Der Strom i(t) setzt sich additiv aus drei Anteilen zusammen (siehe Gl. 4.34). Der Summand i_∞ stellt den statischen Strom dar, der allein durch die ohmschen Widerstände $R_g = R_o+R_s+R$ und die statische Spannung $U_{E2}=U_E(t\to\infty)$ bestimmt ist.

Die beiden weiteren Summanden sind zwei abklingende Exponentialfunktionen mit unterschiedlichen Zeitkonstanten $\tau_{1,2}$, wobei τ_1 größer als τ_2 ist (siehe Gl. 4.32). Die Vorzeichen der normierten Ströme κ_1 und κ_2 bestimmen den Verlauf des Stroms i(t). Zur Zeit $0 \leftarrow t$ ergibt sich nach Gl. 4.34 der maximale Strom

$$i(0\leftarrow t) = (1 + \kappa_1 + \kappa_2) \cdot i_\infty \qquad (4.36)$$

Setzt man hier die Ausdrücke für κ_1 und κ_2 aus Gl. 4.35 zusammen mit Gl. 4.29a, b ein und formt um, so erhält man:

$$i(0\leftarrow t) = \frac{U_{E1}}{R_g} + \frac{U_{E2}-U_{E1}}{R} =: i_{o1}+i_{o2} =: i_o \qquad (4.37)$$

i_{o1} ist dabei der statische Strom vor dem Schalten der Spannung; er wird wie i_∞ nur duch den ohmschen Gesamtwiderstand R_g bestimmt. Der Strom i_{o2} ist der zusätzliche Impulsstrom unmittelbar nach dem Schalten der Spannung. Er wird nur durch den Serienwiderstand R und die Spannungsdifferenz $\Delta U_E=U_{E2}-U_{E1}$ festgelegt. Dieses Ergebnis ist auch plausibel, da die Widerstände R_o und R_s durch die Kapazitäten C_o bzw. C_s im Schaltzeitpunkt kurzgeschlossen werden. Die Impedanzen $Z(C_o)$ und $Z(C_s)$ sind Null für die beliebig hohen Frequenzen im Fourier-Spektrum der Sprungfunktion.

Der Impulsstrom i(t) nähert sich dann ausgehend von dem Maximalwert i_o exponentiell dem neuen statischen Endwert i_∞. Dieser Obergang von i_o nach i_∞ wird durch Gl. 4.34 beschrieben.

Bei einem unipolaren positiven Spannungssprung ($U_{E2} > U_{E1} > 0$), der hier betrachtet werden soll, gilt (a) $i(0 \leftarrow t) > i(t \rightarrow \infty) \Longleftrightarrow \kappa_1 + \kappa_2 > 0$[1] und (b) $i(0 \leftarrow t)$ ist Maximum von $i(t)$. Diese beiden Bedingungen werden bei den in Abb. 4.7 dargestellten schematischen Verläufen der Sprung-Antwort erfüllt.

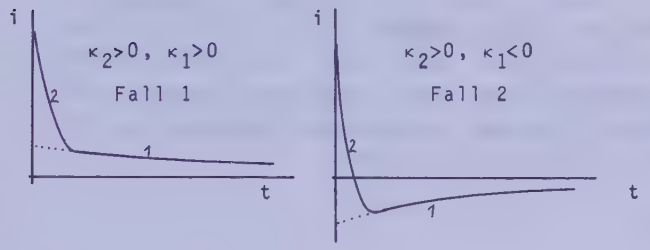


Abb. 4.7 Schematische Darstellung der prinzipiell möglichen Verläufe der Sprung-Antwort bei positivem unipolaren Spannungssprung. Sie unterscheiden sich im Vorzeichen von κ_1.

Obwohl die beiden Signalformen aus Abb. 4.7 zunächst möglich erscheinen, sprechen verschiedene Punkte dafür, daß letztlich doch nur die Signalform (1) auftreten kann.

---

1) Bei negativem Spannungssprung kehrt sich die Ungl. um: es ergeben sich dadurch mögliche Stromverläufe, die zu denen bei pos. Spannungssprung spiegelsymmetrisch zur Zeitachse sind. Bipolare Sprünge (z. B. $U_{E1} < 0 < U_{E2}$) werden hier nicht behandelt.

1. Im Experiment wurde bei Sprung-Antworten im Ionensättigungsstrombereich von Kennlinien stets der Typ (1) beobachtet.

2. Auch bei Messungen an einem Simulator, bei dem die Ersatzschaltung nach Abb. 4.6 aus handelsüblichen Bauelementen aufgebaut wurde, ist ausschließlich die Signalform (1) registriert worden (Anhang A4).

3. Die Berechnung der Sprung-Antwort nach Gl. 4.34, bei der die Werte der Bauelemente jeweils über sechs Zehnerpotenzen variiert wurden, ergab stets Ergebnisse, die dem Typ (1) entsprechen. In den betrachteten Wertebereichen der Bauelemente gelten die Ungleichungen:

$$\tau_2 < \tau_s < \tau_1 < \tau_o \qquad \text{für} \quad \tau_s < \tau_o$$

$$\tau_2 < \tau_o < \tau_1 < \tau_s \qquad \text{für} \quad \tau_o < \tau_s$$

Hiermit und mit der umgeformten Gl. 4.35 für

$$\kappa_{1,2} = \frac{\Delta U_E}{U_{E2}} \frac{R_g}{R} \frac{\tau_{2,1}}{\tau_o \cdot \tau_s} \frac{(\tau_s - \tau_{1,2})(\tau_{1,2} - \tau_o)}{\tau_{1,2} - \tau_{2,1}}$$

läßt sich zeigen, daß $\text{sign}\kappa_1 = \text{sign}\,\kappa_2 = +1$ ist.
Dies entspricht der Signalform (1) in Abb. 4.7.

Der Abschnitt soll abgeschlossen werden mit einem Hinweis auf weiterführende Diskussionen des Stromverlaufes i(t) im Anhang A3

dieser Arbeit. Dort werden folgende Punkte behandelt:

a) Der Einfluß der Adsorbatschichtdicke r_o auf den Impulsstrom.

b) Der Einfluß des Plasmawiderstandes. Hier wird gezeigt, daß man durch Grenzwertbildung des Stroms nach Gl. 4.34 mit $R \to 0$ den Fall des aus der Literatur /43/ bekannten "Zweischicht-Kondensators" erhält. Dieser erweist sich als entarteter Grenzfall der hier bestimmten allgemeinen Lösung.

c) Verschiedene Spezialfälle der Schaltung in Abb. 4.6 und deren Sprung-Antwort in Form einer zusammenfassenden Übersicht.

IV 3.4 Impulsstrom-Oberhöhung bei Einzelimpulsen und referenzgepulsten Kennlinien

Bei der Formulierung des allgemeinen Problems in Abschnitt IV 3.2 wurde die Abhängigkeit $R_s(U_s)$ und $C_s(U_s)$ behandelt. Als Ergebnis wurde eine schwache Abhängigkeit der Form $\ln(\sqrt{U_s})$ bzw. $1/\ln(\sqrt{U_s})$ gefunden, während das Produkt $R_s C_s$ unabhängig von U_s ist. Bei der Berechnung des Impulsstromes in IV 3.3 wurde diese Abhängigkeit von U_s vernachlässigt.

Es stellt sich nun die Frage, in welcher Weise sich diese Vernachlässigungen auf einen Vergleich zwischen den Messungen von referenzgepulsten Kennlinien und der Theorie auswirkt.

Es sei daran erinnert, daß bei der zu betrachtenden Messung die Spannung von einer Referenzspannung aus gepulst wird und der Strom jeweils nach einer definierten Verzögerungszeit t_d gemessen wird (siehe Kap. II). Es soll hier der Fall $t_d \ll \tau_{1,2}$ betrachtet werden.

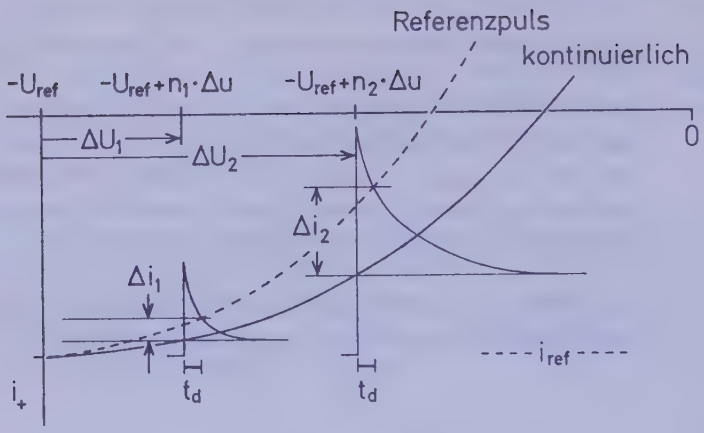


Abb. 4.8 Schematische Darstellung einer referenzgepulsten Kennlinie zur Erklärung der Impulsstrom-Oberhöhung.

Es wird dann innerhalb eines Impulses jeweils ein Nicht-Gleichgewichtsstrom gemessen. Der Sachverhalt ist in Abb. 4.8 für die Verhältnisse im Ionenstrombereich einer Kennlinie schematisch dargestellt. Wird darüber hinaus auch der statische Strom i_∞ (U_p) gemessen, der sich nach dem Abklingen des Impulses einstellt $(t_k < t_d$, siehe auch Kap. II), so läßt sich eine Impulsstromüberhöhung

$$\Delta i(t_d) = i(t_d) - i_\infty \qquad (4.38)$$

ermitteln. Diese Impulsstromüberhöhung beinhaltet im Gegensatz zum statischen Strom i_∞ auch Informationen über die Kapazitäten C_s und C_o.

Es soll jetzt die relative Impulsstromüberhöhung betrachtet werden. Setzt man in Gl. 4.34 für t die Verzögerungszeit t_d ein, so folgt:

$$\frac{i(t_d)}{i_\infty} = 1 + \kappa_1 \cdot A_1 + \kappa_2 \cdot A_2 \qquad (4.39)$$

mit $A_{1,2} = \exp(-t_d/\tau_{1,2})$

Die normierten Ströme $\kappa_{1,2}$ sind nur von der relativen Spannungsdifferenz $\Delta U_E/U_{E2}$ abhängig, wenn die Abhängigkeiten $R_s(U_s)$ und $C_s(U_s)$ vernachlässigt werden können.

$$\kappa_{1,2} = \frac{\Delta U_E}{U_{E2}} \cdot B_{1,2} \qquad (4.40)$$

Die Konstanten $B_{1,2}$ sind durch die Gleichungen 4.40 und 4.28 bis 4.35 definiert. Die relative Impulsstromüberhöhung läßt sich demnach wie folgt anschreiben:

$$\frac{\Delta i(t_d)}{i_\infty} = S \cdot \frac{\Delta U_E}{U_{E2}} \qquad (4.41)$$

Mit $S=A_1B_1+A_2B_2$, einer Konstanten. Die Beziehung 4.41 gilt für einen Einzelimpuls. Bei einer referenzgepulsten Kennlinie wird U_{E2}, beginnend von einer Vorspannung U_v in äquidistanten Spannungsschritten Δu monoton geändert. I.a. ist U_v negativ und entspricht bei den obigen Bezeichnungen potentialmäßig der Spannung U_{E1}.

$$\begin{aligned} U_{E1} &= -U_v + U_{ref} \\ U_{E2}(n) &= -U_v \pm n \cdot \Delta u \\ \Delta U_E &= U_{E2} - U_{E1} \pm n \cdot \Delta u \end{aligned} \qquad (4.42)$$

Das positive Vorzeichen in Gl. 4.42 entspricht einem Pulsen der Spannung in Richtung auf das Plasmapotential, das neg. Vorzeichen einem Pulsen in entgegengesetzter Richtung. Setzt man Gl. 4.42 in Gl. 4.41 ein, so erhält man nach Umformung (die Vorzeichen vertauschen sich):

$$\left[\frac{U_v - U_{ref}}{\Delta u} \mp n \right] \cdot \Delta i_d' = \mp S \cdot n \qquad (4.43)$$

Dabei ist Δi_d der relative Differenzstrom $(i(t_d)-i_\infty)/i_\infty$ und n ist die Nummer eines Meßpunktes innerhalb einer referenzgepulsten Kennlinie. Eine Auftragung von Meßwerten in der Form aus Gl. 4.43 ergibt eine Gerade, sofern R_s und C_s in dem betrachteten Spannungsbereich konstant sind. Andererseits kann durch diese Auftragung geprüft werden, ob, und wenn ja, in welchen Bereichen der Kennlinie diese Annahme gerechtfertigt ist.

Die Konstante S in Gl. 4.43 ist in der Theorie für R O eine recht komplizierte Funktion der in dem Ersatzschaltbild (Abb. 4.6) eingeführten Bauelemente und der Verzögerungszeit t_d. Eine Auswertung ist praktisch nicht durchführbar.

Einen Überblick über das Verhalten der Impulsstrom-Oberhöhung erhält man bei einer Vernachlässigung des Plasma- und Meßwiderstandes R.

Die Konstante S vereinfacht sich dann zu:

$$S(R=0) =: S' = \frac{1}{R_o R_s} \left[\frac{\tau_s - \tau_o}{C_o + C_s} \right]^2 \exp(-t_d/\tau') \qquad (4.44)$$

Hierbei wurde auf Ergebnisse aus dem Anhang A2 zurückgegriffen. Es wurde Gl. A3.12a für $\tau_1(R=0)=\tau'$, Gl. A3.13a für $K_1(R=0)=K_1'$ sowie Gl 4.35 für κ_1 verwendet. Gl. 4.44 läßt sich unter der Voraussetzung $\tau_o \ll \tau_s$ und $C_o \ll C_s$ (stark verunreinigte Sonde) mit Hilfe von Gl. 4.9 weiter vereinfachen

$$S' = \frac{R_o}{R_s} \cdot \exp(-t_d/\tau') \quad \text{mit} \quad \tau' = C_o \frac{R_o \cdot R_s}{R_o + R_s} \qquad (4.45)$$

Abschließend sollen die Möglichkeiten der hier eingeführten Impulsstrom-Überhöhung $\Delta i_d'$ zusammengefaßt dargestellt werden:

1. Die Impulsstrom-Oberhöhung und ihre spezielle Auftragung gemäß Gl. 4.44 gestattet eine experimentelle Prüfung, ob die Voraussetzung hinsichtlich eines konstanten R_s und C_s, die bei der Berechnung des Impulsstroms gemacht wurde, erfüllt ist.

2. Liegt ein linearer Zusammenhang, entsprechend Gl. 4.43 vor, so kann mit der experimentell bestimmten Steigung S' und der Zeitkonstanten τ' (aus Einzelimpuls) im entsprechenden Kennlinenbereich bei einer stark verunreinigten Sonde mit Hilfe von Gl. 4.45 das Widerstandsverhältnis $R_o/R_s =: X$ bestimmt werden.

3. Ist der Widerstand R_s bekannt, so kann auch die Kapazität C_o berechnet werden. Man findet aus Gl. 4.45 die Beziehung

$$C_o = (X+1)/X \cdot \tau'/R_s \qquad (4.46)$$

Über Experimente zur Impulsstrom-Oberhöhung wird in Abschnitt VI 2 berichtet.

V REALISIERUNG DES IMPULS-VERFAHRENS

Im folgenden Abschnitt sollen die hier aufgeführten Unterpunkte behandelt werden.

1. Entladungsrohr und Sonden 59

2. Elektrische Meßanordnung 62
   - 2.1 Blockschaltung der Anordnung 62
   - 2.2 Meßwerterfassungsgerät (TR) 65
   - 2.3 Mikro-Computer (µC) 67

3. Meßprinzip 69
   - 3.1 Programmierte Sondenspannung 69
     - 1. Hardware 69
     - 2. Software 70
   - 3.2 Anwenderprogramm "Hysterese/Vergleich" 73

4. Fehleranalyse 77
   - 4.1 Vollständige Ersatzschaltung 77
   - 4.2 Statische Fehler 78
     - 1. Leckströme 78
     - 2. Gleichtakt-Unterdrückung (CMR) 79
   - 4.3 Statistische und periodische Schwankungen des Sondenstroms 80
     - 1. Rauschen (Streuung der Einzelmessung) 80
     - 2. Periodische Störungen (QRS-Methode) 82
   - 4.4 Systematische dynamische Fehler 84
   - 4.5 Zusammenfassung 85

5. Funktionstest der Meßanordnung 88

V 1. Entladungsrohr und Sonden

Die Sondenmessungen wurden in einer Niederdruck-Gleichstrom-Glimmentladung durchgeführt. Zur Verringerung der Zünd- und Brennspannung wurden die Elektroden als Hohlzylinder (V2A) ausgebildet. Die Entladung brannte in einem Quarzglasrohr mit einem Durchmesser von 6,5 cm und einer Länge von 60 cm, das mit Hilfe einer dreistufigen Pumpe (Drehschieber-Vorpumpe, Hg-Diffusionspumpe und Kühlfalle mit flüssigem Stickstoff) bis zu einem Enddruck von $1 \cdot 10^{-6}$ mbar evakuiert werden konnte. Eine Entladungselektrode war ortsfest, während die andere Elektrode axial verschiebbar war. Die Entladungsstrecke konnte somit zwischen 20 cm und 48,5 cm verändert werden. Insgesamt waren drei Sonden verfügbar. Durch Vakuumdurchführungen (Firma Sovirel) konnte eine axial bewegbare Sonde S1

S1: axiale Platin-Zylindersonde
Sondenradius $r_p = 0{,}05$ mm
Sondenlänge $l_p = 5$ mm
Glasabschirmung $r_g = 1{,}5$ mm

und eine radial bewegbare Sonde S2

S2: radiale Wolfram-Zylindersonde
Sondenradius $r_p = 0{,}1$ mm
Sondenlänge $l_p = 5$ mm
Glasabschirmung $r_g = 1{,}6$ mm

in das Entladungsgefäß eingebracht werden. Eine weitere Durchführung stand in der Ebene der Sonde S2 zur Verfügung. Hier konnte eine zusätzliche, leicht auswechselbare radiale Sonde S3 eingebracht werden. Die Orientierung zwischen den Sonden S2 und S3 war senkrecht zueinander.

Die Verschiebung der Sonden S1 und S2 sowie der einen Entladungselektrode erfolgte mit Hilfe von Schrittmotoren (Typ Valvo 9904/112/29101) über jeweils eine Zweigang-Schnecke auf das Stirnrad einer Spindel. Dadurch ergab sich eine theoretisch erzielbare Ortsauflösung bei der Positionierung von $\Delta x < 3$ µm; praktisch erreicht wird ein $\Delta x < 100$ µm. Zur Steuerung der Motoren wurde eine Schaltung entwickelt und aufgebaut, mit der die beiden folgenden Betriebsarten möglich sind:

1. Anfahren einer programmierbaren Position
2. Inkremental-Steuerung

In der Betriebsart 2. wird eine Sonde (S1 oder S2) oder die Entladungselektrode zwischen einem Anfangs- und einem Endwert in frei wählbaren Abstandsintervallen bewegt. Nach jedem Intervall wird ein Triggerimpuls generiert. Es wird dadurch eine automatische Messung von Kennlinien oder Einzelimpulsen längs eines weitgehend beliebigen Wegs in der Entladung ermöglicht.

In Abb. 5.1 wird eine schematische Darstellung des Entladungsrohres mit den Sonden gegeben.

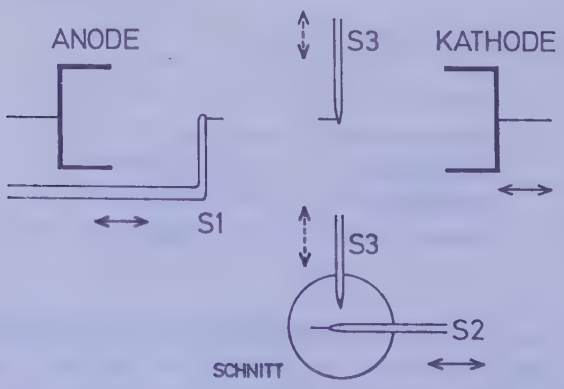


Abb. 5.1 Schematische Darstellung der Entladungsanordnung mit den Sonden.

Nähere Einzelheiten über das Entladungsrohr, die Sonden und die Entladungselektroden sind aus Abb. 5.2 ersichtlich, in der eine maßstäbliche Auf- und Seitenansicht der Anordnung dargestellt ist.

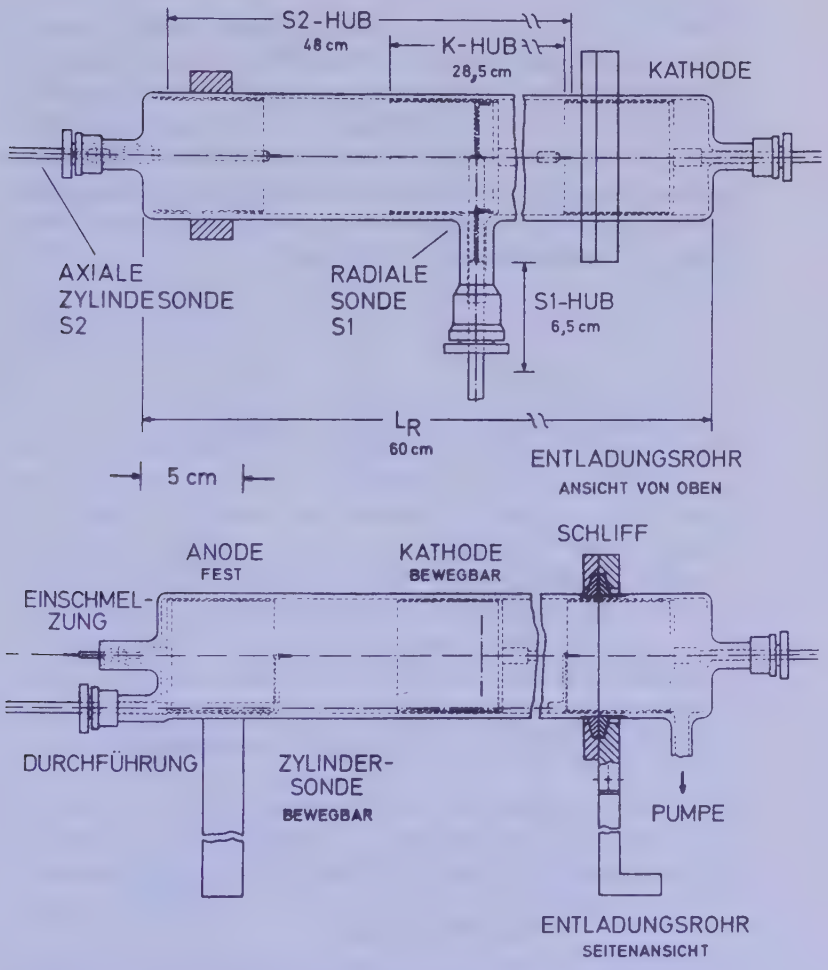


Abb. 5.2 Darstellung des Entladungsrohres: Auf- und Seitenansicht. Die Sonde S3 ist nicht abgebildet.

V 2. Elektrische Meßanordnung

2.1 Blockschaltung der Anordnung

In Abb. 5.3 ist das Blockschaltbild der Meßanordnung dargestellt. Zwischen der Kathode (K) und der geerdeten Anode (A) brennt die Gleichstrom-Glimmentladung. Die Sondenspannung, die zwischen der Sonde (S) und der Anode anliegt, wird erzeugt durch eine Gleichspannungsquelle (U_V) zusammen mit einem programmierbaren Spannungsgeber (U_H). Der bei einer definierten Sondenspannung durch den Sondenmeßkreis fließende Strom I_p erzeugt am Meßwiderstand (R_M) einen zu I_p proportionalen Spannungsabfall.

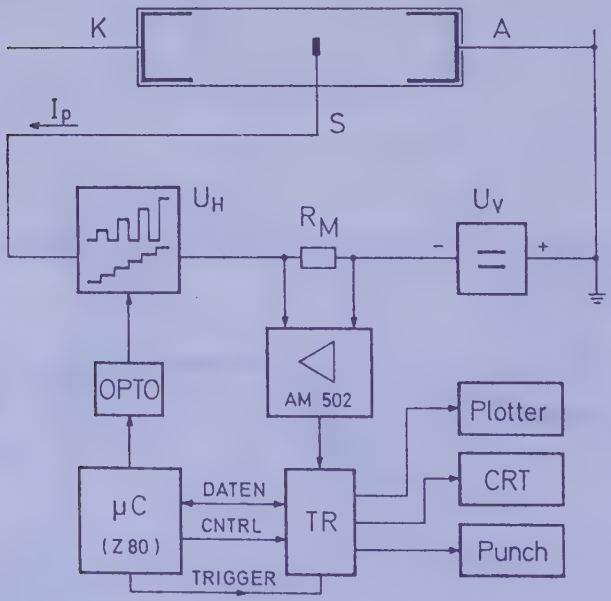


Abb. 5.3 Blockschaltung der elektrischen Meßanordnung. Beschreibung der Komponenten siehe Text.

Diese Spannung wird in einem Differenzverstärker (Tektronix AM 502) geeignet verstärkt.

Das verstärkte Signal gelangt auf den Eingang eines Eigenbaugerätes, das in seinen wesentlichen Funktionen einem Transienten-Recorder (TR) entspricht (max. Sample-Rate = 1 MHz). Das Eingangssignal wird in 8 Bit digitalisiert und abgelegt in einem Halbleiterspeicher mit wahlfreiem Zugriff (RAM), der 4K 8-Bit-Worte umfaßt. Über entsprechende Interface-Schaltungen besteht die Möglichkeit, die Meßdaten auf einem 8-Kanal Lochstreifenstanzer (Punch) auszugeben, um sie zur weiteren Verarbeitung in einen digitalen Rechner transferieren zu können. Ferner können die Daten in analoger Form auf dem Schirm eines Oszilloskopes (CRT) oder auf einem x-y-Schreiber (Plotter) ausgegeben werden.

Das Gerät TR ist mit einem Mikro-Computer (µC) gekoppelt. Das µC-System übernimmt die Steuerung der Messung, indem es über die Kontrolleitungen (CNTRL) den Betriebszustand des TR festlegt, wie z. B. Messen, Einlesen oder Ausgeben von Meßdaten, die Spannung an der Sonde definiert und über die Triggerleitung das Samplen, Digitalisieren und Abspeichern von Daten im TR auslöst. Neben der Steuerung des Experimentes in der beschriebenen Weise wird das µC-System auch zur On-Line Datenkomprimierung, wie z. B. der Mittelwertbildung über bis zu 255 Einzelmessungen (Einzelimpulse oder Kennlinien) eingesetzt. Dazu können die Daten zwischen dem µC-Speicherbereich und dem des TR ausgetauscht werden (DATEN).

Im Anschluß an diesen Überblick über die elektrische Anordnung soll in Abb. 5.4 ein Gesamtbild von der Entladungsanordnung mit den bewegbaren Sonden sowie einem Teil des Vakuumpumpstandes vermittelt werden.

Das Entladungsrohr mit den Sonden konnte mit einem elektrischen Heizofen ausgeheizt werden. Wegen der Vakuumdurchführungen war dies nur bis maximal 100°C möglich.

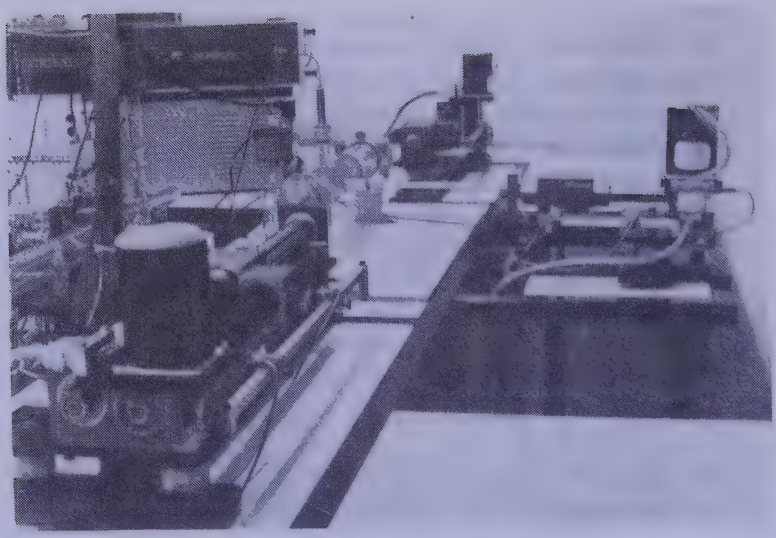


Abb. 5.4 Ansicht der Sonden-Meßapparatur

In den folgenden Abschnitten werden die digitale Strommessung und die Hardware-Komponenten des Mikro-Computers beschrieben. Anschliessend folgt die Behandlung der programmierten Sondenspannung (U_H) und des Prinzips der Mittelwertbildung mit "quasi-random-sampling (QRS). Ausführliche Schaltungsunterlagen zu den Geräten µC und TR sind beim Verfasser erhältlich.

V. 2.2 Meßwerterfassungsgerät (TR) (digitale Strommessung)

Die dem Sondenstrom proportionale Spannung soll digital registriert werden. Der zeitliche Ablauf der Messung wird anhand von Abb. 5.5 verdeutlicht.

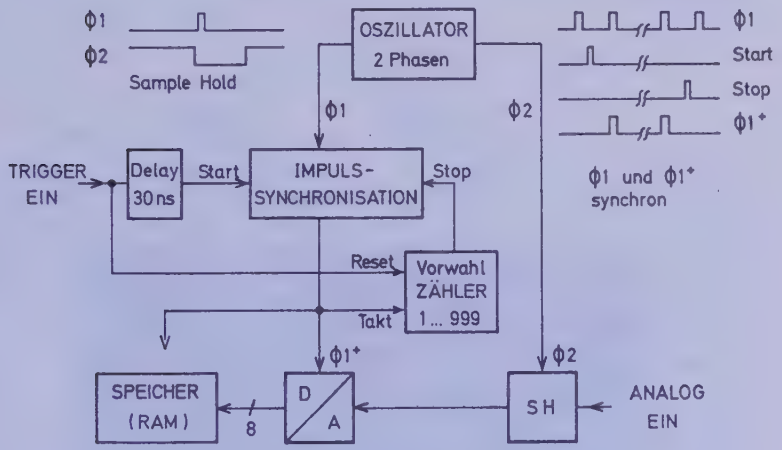


Abb. 5.5 Blockschaltung der zentralen Steuerung der Meßwerterfassung

Die Analog-Digital-Schnittstelle besteht aus dem Sample und Hold Verstärker (SH) und dem Analog-Digital-Converter (AD) der Firma Datel Inc. (Technische Daten siehe /44/). Die Messung wird nun von einem Oszillator mit dem nicht überlappenden 2-Phasen-Takt Φ_1 und Φ_2 zusammen mit einem Vorwahlzähler für die Anzahl der Meßpunkte innerhalb eines Meßzyklus (wählbar zwischen 1 und 999) gesteuert. Durch die Impulssynchronisation zwischen dem Triggerimpuls (i. A. vom Mikro-Computer) und dem Takt Φ_1 wird sichergestellt, daß Φ_1^+ (startet den Wandlungsvorgang im AD-C) nur dann aktiv wird, wenn Φ_2 (bestimmt den Zustand des SH-Verstärkers: L= Hold) auf L-Pegel liegt.

Das Speichern der digitalen Daten wird ebenfalls von Φ_1^+ gesteuert (Speicheradresse weiterschalten und Write-Impuls).

Eine Gesamtansicht der Meßwerterfassungsanlage TR, die zusammen mit der Steuerung der Schrittmotoren zur Positionierung der Sonden bzw. der Entladungselektrode in zwei 19'' Einschüben untergebracht ist, vermittelt Abb. 5.6. Die einzelnen Module werden in der Abbildung beschrieben.

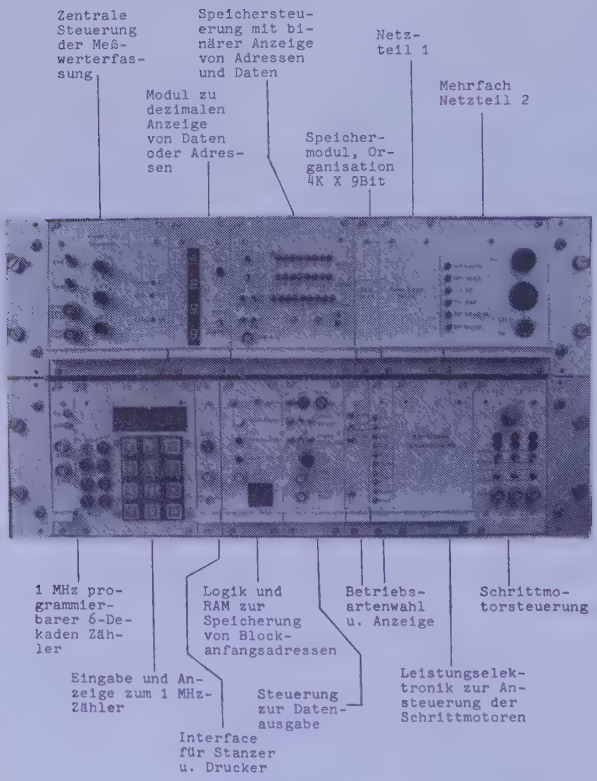


Abb. 5.6 Meßwerterfassungs-Anlage TR; die Anlage wurde der Ruhr-Universität Bochum zur Verfügung gestellt und soll dort in das System "ABAKUS" integriert werden.

V 2.3 Mikro-Computer (µC)

Der zur Steuerung der Sondenmessungen aufgebaute Klein-Rechner basiert auf einem Einplatinen-Computer "Z80-Kit" der Firma Kontron. Diese Minimal-Konfiguration, die mit einer 8-Bit-CPU (Central Processing Unit) der Firma Zilog Inc. (Z80-CPU) arbeitet, wurde für unsere Zwecke zu einem System ausgebaut, das in Abb. 5.7 in Form einer Blockschaltung dargestellt ist.

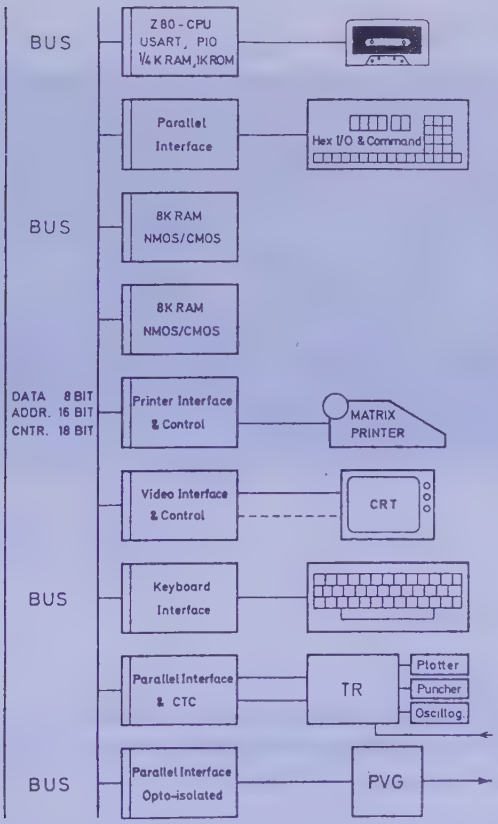


Abb. 5.7
Blockschaltung
des Kleinrechners
zur Steuerung der
Sonden-Messungen

Die zusätzlichen Hardware-Komponenten sind: 16 KByte RAM, Matrix-Drucker, Sichtgerät und ASCII-Tastatur. Im unteren Teil von Abb. 5.7 ist die Kopplung zur Meßwerterfassungs-Anlage (TR) und zum programmierbaren Spannungsgeber (U_H) zu erkennen.

Die Systemkomponenten sind über einen Bus (um ein Steuersignal erweiterter ECB-Bus der Firma Kontron) miteinander funktionell verknüpft. Das Photo in Abb. 5.8 zeigt eine Gesamtansicht des Klein-Rechners.

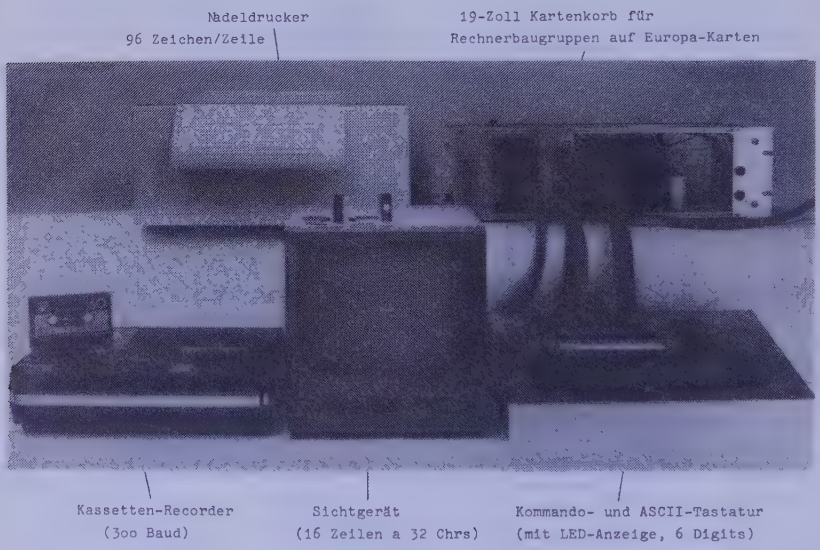


Abb. 5.8 Der Klein-Rechner

Mit Hilfe des Rechners und des Spannungsgebers U_H kann eine nahezu beliebige Spannungs-Zeit-Funktion softwaremäßig erzeugt werden. Im Folgenden wird diese Spannung U_H besprochen.

V 3. Meßprinzip

V 3.1 Programmierte Sondenspannung

3.1.1 Hardware

Die Sondenspannung U_p setzt sich additiv aus der konstanten Vorspannung U_v und der programmierten Spannung U_H zusammen. Zur Generierung der Spannung U_H ist am µC-System ein 8-Bit-breites Port (Z80 PIO) vorgesehen. Die einzelnen Datenleitungen des Ports steuern über Buffer jeweils einen Opto-Koppler (IL 74) an. Die Ausgänge der Opto-Koppler steuern einen 8 Bit Digital-Analog-Converter (DA-C), dessen Ausgangsstrom an einem 1 kΩ Widerstand eine Spannung zwischen Null Volt (00 HEX) und einem Volt (FF HEX) erzeugt. Diese Spannung wird anschließend verstärkt. Die Verstärkung ist über ein 10-Gang Potentiometer änderbar, so daß sich die maximale Spannung im Bereich $1 \leq U_{H\ max} \leq 63$ V einstellen läßt (Linear bis 40 V). Dadurch kann bei gewählter Verstärkung die Spannung U_H softwaremäßig zwischen Null Volt und $U_{H\ max}$ in 255 Schritten - entsprechend der 8 Bit Auflösung - gesetzt werden. Die Spannungsauflösung Δu ergibt sich stets zu $\Delta u = U_{H\ max}/255$. Bei einer i. a. eingestellten Spannung $U_{H\ max} = 40$ V ist Δu zu 156,8 mV bestimmt.

Bei der Hardware handelt es sich um ein von Herrn Dr. Denk /45/ entwickeltes Gerät, das für unsere Zwecke umgebaut bzw. ergänzt wurde (siehe Abb. 5.9).

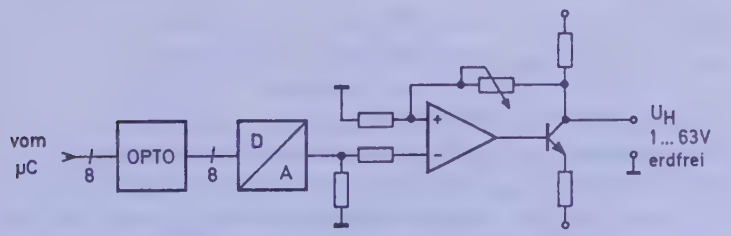


Abb. 5.9 Prinzipschaltung der programmierbaren Spannung U_H

V 3.1.2 Software

Überblick über den Spannungsverlauf $U_H(t)$
zur Kennlinien-Messung

Der allgemeine Typ der softwaremäßig gesteuerten Sondenspannung U_H ist in Abb. 5.10 dargestellt. Er bestimmt einen Kennlinien-Meßzyklus, der hier aus zwei referenzgepulsten und zwei Treppen-Kennlinien besteht. Die Kennlinien zu jeder Methode (vergl. Kap. II) werden für eine spätere Hysterese-Untersuchung auf- und abwärts durchlaufen. Die beiden Methoden werden unmittelbar nacheinander angewendet, damit ein Vergleich zwischen den nach ihnen registrierten Kennlinien möglich ist.

Die einzelnen Spannungsbereiche A bis D werden jetzt behandelt. Ausschnitte aus der Spannung U_H werden in Abb. A 6.1a und Abb. A 6.1b im Anhang A6 mit näheren Einzelheiten dargestellt. Vor Beginn des Sondenspannungs-Programms liegt die Spannung $U_H = U_{ref,1}$ an. $U_{ref,1}$ ist eine Spannung zwischen Null Volt und $U_{H\ max}$, die in Schritten von Δu gewählt werden kann.

(A) gepulste Treppe aufwärts

Es wird $U_H = U_H(1) = 0$ V ausgegeben. Nach Verstreichen der Zeit T_{s1} wird für die Zeitdauer T_{ref} die Referenzspannung $U_{ref,2}$ ausgegeben. Danach wird $U_H = U_H(2) = 1 \cdot \Delta u$ erzeugt. Es folgt wieder U_{ref2}. Der Wechsel zwischen U_{ref2} und $U_H(i)$ wiederholt sich, bis $U_H = U_H(255) = U_{H\ max}$ erreicht ist (Laufindex i = 1, 2, ...255). Dabei ist $U_H(i+1) = U_H(i) + u$. Jetzt folgt $U_H = U_{ref,2}$; diesmal für die Zeit $T_{ref} + Z1$ ($Z1 << T_{ref}$, programmbedingt siehe Anhang A6).

(B) gepulste Treppe abwärts

Es wird nochmals $U_H = U_H(255)$ ausgegeben; danach wieder $U_{ref,2}$. Der Wechsel zwischen $U_{ref,2}$ und $U_H(i)$ wird fortgesetzt, bis $U_H = U_H(1) = 0$ V erreicht ist. Die Zeiten für $U_H(i)$ und $U_{ref,2}$ sind identisch mit denen in der gepulsten Treppe aufwärts, also T_{s1} bzw. T_{ref}.

Bevor die Treppenspannung erzeugt wird, wird die Sonde für die Zeit T_{zw} auf das Referenzpotential $U_{ref,1}$ gebracht. Es kann sich hier ein stationärer Referenzstrom einstellen.

(C) Treppe aufwärts

U_H wird auf $U_H(1)$ = 0V gesetzt und von dort in Form einer Treppe bis $U_H(255) = U_{H\ max}$ erhöht. Die Stufenhöhe dabei ist Δu und die Stufenlänge T_{s2}.

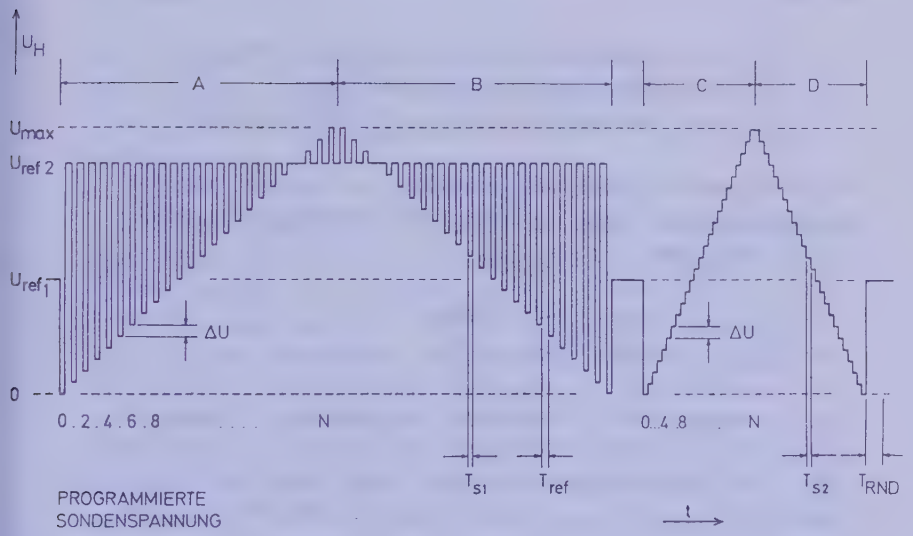


Abb. 5.10 Schematische Darstellung des zeitlichen Verlaufes der programmierten Sondenspannung U_H (1 Zyklus = 4 Kennlinien). Der Zyklus besteht aus 4 Kennlinien zu jeweils N ≤255 Einzelwerten; zwei Kennlinien werden nach der Referenzpuls-Methode (A/B) und zwei nach der Treppen-Methode (C/D) durchfahren.

Die Spannung U_H bleibt jetzt für die Dauer Z3 (siehe Anhang A5) auf $U_H(255) = U_{H\,max}$ stehen.

(D) Treppe abwärts

Beginnend bei $U_H = U_H(255)$ wird die Spannung treppenförmig bis $U_H = U_H(1) = 0$ V hinabgefahren. Die Stufenhöhe und Stufenlänge sind dabei wie im Teil (C): Δu bzw. T_{s2}.

Die charakteristischen Zeiten T_{s1}, T_{s2} sowie T_{ref} sollen an dieser Stelle noch einmal hervorgehoben werden. Sie sind wie folgt definiert:

T_{s1}: Zeit, während der $U_H = U_H(i)$ ist (referenzpulsen)
T_{s2}: Zeit, während der $U_H = U_H(i)$ ist (Treppe)
T_{ref}: Zeit, während der $U_H = U_{ref,2}$ ist (referenzpulsen)

Die Zeiten werden softwaremäßig erzeugt und sind von dem Systemtakt des Mikro-Computers abgeleitet. Sie sind in weiten Grenzen wählbar; es gilt dafür etwa:

$T_{s1} \simeq T_{s2} \simeq 160$ µs bis 325 ms
$T_{ref} \simeq 110$ µs bis 325 ms

Für die genauen Daten und weitere Einzelheiten zur Erzeugung der Zeiten siehe Anhang A6. Die Messung des Stromes innerhalb einer Stufe oder eines Referenzpulses findet zu den Zeiten t_{d2} bzw. t_{d1} statt wobei $t_{d1,2} \leq T_{s1,2}$. Vergleiche hierzu Abb. A5.1 und Abb. 2.2.

Ein Meßzyklus vom Typ aus Abb. 5.10, bestehend aus bis zu 1020 Einzelwerten (pro Kennlinie max. 255 Werte) wird durch den Aufruf des entsprechenden Maschinenprogramms "PT" von der Tastatur her gestartet. Die Meßdaten liegen dann zunächst im Speicher des TR vor. Zur Mittelwertbildung über max. 255 Meßzyklen werden die Daten nach jedem Zyklus aus dem Speicher des TR in den des µC transferiert und aufaddiert.

V 3.2 Anwenderprogramm "Hysterese/Vergleich"

Programm-Beschreibung

Die gemittelten Meßdaten liegen nun im Arbeitsspeicher des µC vor. Entsprechend der programmierten Sondenspannung nach Abb. 5.10 lassen sich diese Daten in vier Gruppen unterteilen: $A_1 \ldots A_{255}$, $B_1 \ldots B_{255}$, $C_1 \ldots C_{255}$ und $D_1 \ldots D_{255}$. Dabei repräsentieren die Werte A_1, B_{255}, C_1 und D_{255} oder allgemein A_i , B_{256-i} , C_i und D_{256-i} die Sondenströme zu gleichen Spannungen U_H = U(i) mit i = 1...255.

Das Programm "ID" bildet nun die Differenzen $(A_i - B_{256-i}) =: (A\text{-}B)_i$ und $(C_i - D_{256-i}) =: (C\text{-}D)_i$. Die Mengen der $(A\text{-}B)_i$ und $(C\text{-}D)_i$ sind die Hysteresen der Referenzpuls- bzw. der Treppen-Methode.

Anschließend werden die Meßergebnisse, die nach der Referenzpuls- bzw. Treppen-Methode gewonnen wurden, derart miteinander verglichen, daß $(A_i - C_i) =: (A\text{-}C)_i$ und $(B_i - D_i) =: (B\text{-}D)_i$ bestimmt wird. Die Mengen der $(A\text{-}C)_i$ und der $(B\text{-}D)_i$ stellen jeweils einen Vergleich der beiden Methoden dar, wenn entweder die Kennlinie vom Ionenstrom zum Elektronenstrom oder umgekehrt vom Elektronen- zum Ionenstrom durchfahren wird.

In den Fällen, bei denen bei der Referenzpuls-Messung $t_{d1} < t_k$ (Messung eines nicht-stationären Stromes) und gleichzeitig bei der Treppen-Messung entweder $t_{d2} > t_k$ oder der Strom zur Zeit t_{d2} nicht wesentlich vom entsprechenden stationären Wert i abweicht, repräsentieren die Mengen der $(A\text{-}C)_i$ und $(B\text{-}D)_i$ die "Impulsstrom-Überhöhung" zur Zeit t_{d1} (vergl. auch Kap. II).

Programm-Test

Das Programm "Hysterese-Vergleich" wurde im Assembler des Z80 Prozessors geschrieben. Soll hierbei ein bestimmter Meßwert angesprochen werden, so muß dafür seine absolute Speicheradresse bekannt sein. Die Bearbeitung eines größeren Datenfeldes führt dadurch leicht zu Fehlern. Die Fehlergefahr ist auch dadurch erhöht, daß sowohl die Daten selbst als auch die zugehörige Speicheradresse im ungewohnten sedezimalen (Hexadezimalen) Code vorliegen. Aus diesem Grunde wurde ein Programmtest durchgeführt.

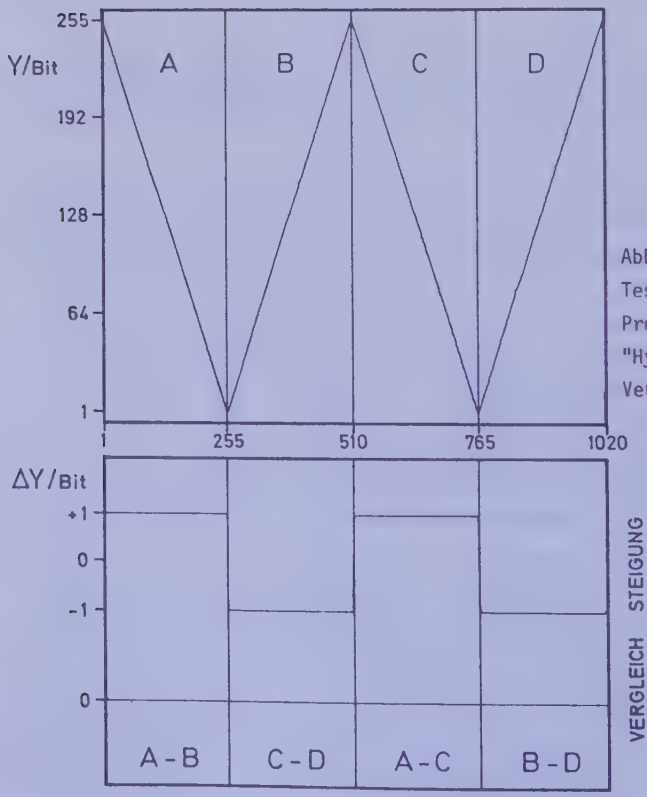


Abb. 5.11 Test des Programms "Hysterese/ Vergleich"

Auf den Speicherbereich für A_1 bis D_{255} wurden beginnend bei A_1 die Werte FF...01, 01...FF, FF...01, 01...FF bis D_{255} eingetragen. Die Differenzen aufeinanderfolgender Werte in einem Teilbereich, wie z. B. A_1 bis A_{255}, betragen somit ein Bit. Die graphische Darstellung des Speicherinhaltes ist in Abb. 5.11 im oberen Teil zu sehen. Das Ergebnis nach dem Aufruf von "ID" muß bei obigen Eingabedaten in allen Teilbereichen von (A-B) bis (B-D) Null sein, wenn das Programm fehlerfrei ist. Das erwartete Ergebnis ist in Abb. 5.11 ganz unten zu sehen.

Zum Testen der Linearität (s.u.) bzw. der Berechnung der Steigung einer Meßkurve kann das Programm leicht modifiziert werden. Es werden dann innerhalb einer Datengruppe A bis D immer die Differenzen aufeinanderfolgender Werte berechnet. Also hier (A_i-A_{i+1}) , (B_i-B_{i+1}) , (C_i-C_{i+1}) und (D_i-D_{i+1}), mit i=1...255. Bei den oben beschriebenen Testdaten (entsprechend einem theoretischen Spannungs-Zyklus nach Abb. 5.10, wobei $U_{ref,1}$ nicht dargestellt wird) muß sich für (A_i-A_{i+1}) und (C_i-C_{i+1}) stets +1 Bit, für (B_i-B_{i+1}) und (D_i-D_{i+1}) stets -1 Bit ergeben. Die Richtigkeit des Programms wird in Abb. 5.11 in der Bildmitte dokumentiert.

Messung und Analyse der programmierten Sondenspannung U_H

Die programmierte Sondenspannung U_H wurde mit "PT" gestartet und gleichzeitig mit der beschriebenen Apparatur gemessen. Dabei wurden folgende Parameter eingestellt: $U_{H\ max}$=40 V, $T_{s1} \approx T_{s2} \approx T_{ref} \approx$ 250 µs und z=1, d. h. keine Mittelung. Die genauen Werte für die Zeiten sind durch folgende Angaben definiert: 05/05 = n_i/n_a. Siehe hierzu Anhang A6. Das Ergebnis der Messung ist in Abb. 5.12 dargestellt. Die beiden Kurven "Vergleich" und "Steigung" wurden mit den Programmen "ID" bzw. "ID+" erzeugt.

Die Linearität der Spannung U_H sowohl im referenzgepulsten als auch im treppenförmigen Teil wird durch die "Steigung" repräsentiert. Man erkennt, daß zwei aufeinanderfolgende Spannungswerte in allen

vier Bereichen im wesentlichen nicht um mehr als ein Bit voneinander abweichen. Eine Änderung um zwei Bit kommt insgesamt nur zehnmal bei den 1020 Werten vor.

Der "Vergleich" (A-B) bis (B-D) zeigt, daß $U_H(A)$, $U_H(B_{256-i})$, $U_H(C_i)$ und $U_H(D_{256-i})$ für i=1...255 nur um +/- 1 Bit voneinander abweichen. Es sind in den Bereichen keine Häufungen von 1-Bit-Abweichungen zu erkennen.

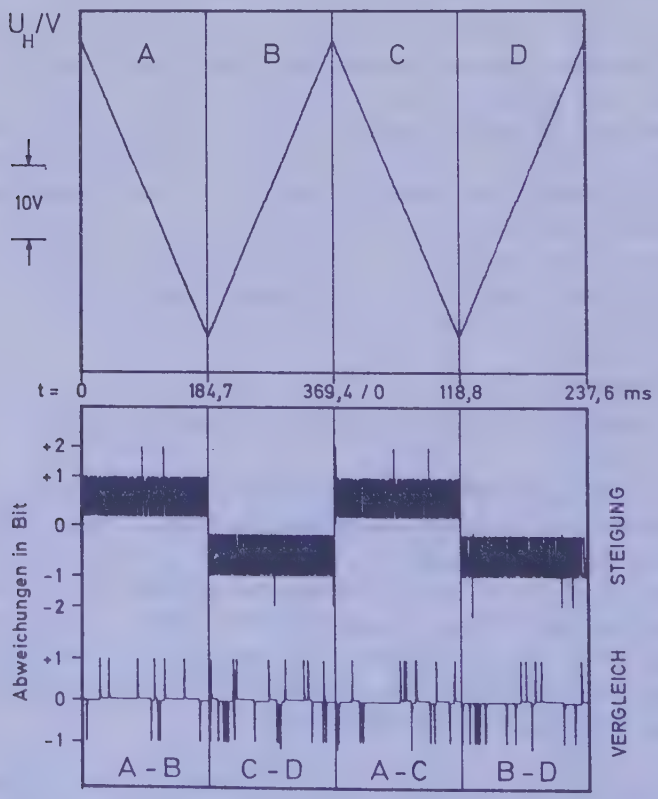


Abb. 5.12 Messung und Analyse der programmierten Sondenspannung U_H

V 4. Fehleranalyse

V 4.1 Vollständige Ersatzschaltung

Das Studium des dynamischen Verhaltens einer Langmuir-Sonde in einem Entladungsplasma erfordert eine genaue Analyse der Meßanordnung, da sonst die Interpretation der Messungen leicht zu Fehlern führt. Auf diese Problematik haben Carlson et. al. /23/ bereits hingewiesen. Die Autoren berücksichtigten keine Verunreinigungsschicht auf der Sonde. Andere Autoren (z. B. Szuszczewicz /15/, Medicus /21/) vernachlässigten ihrerseits das Plasma zwischen der Raumladungsschicht vor der Sonde und der Referenzelektrode.

In Abb. 5.13 ist das vollständige Ersatzschaltbild einer kontaminierten Langmuir-Sonde in einer Gleichstromentladung dargestellt. Die Impedanz des Plasmas ist in drei Anteile aufgeteilt: die Impedanzen Z_K und Z_A des Kathodenbereiches und des anodischen Glimmlichtes sowie die der positiven Säule Z_S. Die Grenzschichten zwischen der Sonde und dem ungestörten Säulen-Plasma werden mit der Impedanz Z_V der Vorschicht, Z_s der Raumladungsschicht und Z_o einer Verunreinigungsschicht auf der Sonde berücksichtigt.

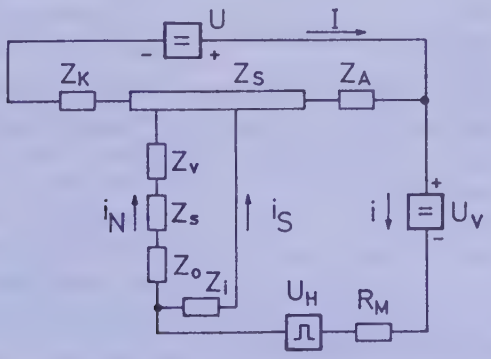


Abb. 5.13 Vollständige Ersatzschaltung der Meßanordnung.

Der Teil der Sonde, der mit einer Glasabschirmung umgeben ist, bildet mit dem Plasma eine kapazitive Störimpedanz Z_I. In den äußeren Sondenkreis ist der Meßwiderstand R_M und die Spannungsquelle $U_p=U_V+U_H$ geschaltet.

Da die Störimpedanz Z_i parallel zu den i. a. interessierenden Impedanzen Z_o, Z_s und Z_v liegt, wird am Meßwiderstand stets die Summe $i=i_N+i_S$ gemessen. Daneben können noch weitere Störquellen auftreten, die mit den Spannungsquellen (Leckströme), dem Verstärker für das Sonden-Signal (Gleichtakt-Unterdrückung, Einschwingzeit) und den Kabelzuführungen zusammenhängen. Auch ist der Einfluß des Signal-Rauschens und von periodischen Störungen zu berücksichtigen. Diese Punkte werden in den folgenden Abschnitten behandelt.

V 4.2 Statische Fehler

4.2.1 Leckströme

Bei den im Experiment zu erwartenden kleinen Ströme (µA) müssen evtl. auftretende Leckströme berücksichtigt werden. Es zeigte sich, daß hierfür endliche Isolationswiderstände der erdfrei betriebenen Spannungsquelle U_H verantwortlich sind. Die nebenstehende Abb. 5.14 verdeutlicht diesen Sachverhalt. Der Widerstand R_{L2} wurde zu etwa 24 MΩ bestimmt. Es wird angenommen, daß R_{L1} aus Symmetriegründen von gleicher Größenordnung ist.

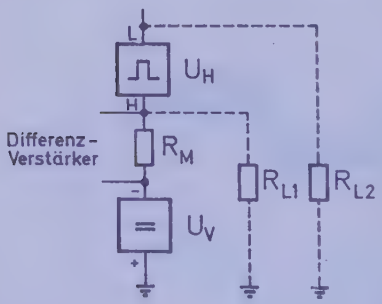


Abb. 5.14
Ersatzschaltbild für Leckströme

Der über den Widerstand R_M fließende Leckstrom i_{Leck} setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, die durch die Spannungen U_V und U_H bestimmt werden. Es gilt (für $i_{Leck} \cdot R_M \ll U_V$):

$$i_{Leck} = \left[U_H + U_V \cdot \left[1 + R_{L2}/R_{L1} \right] \right] / R_{L2}$$

Hiernach kann der Fehlerstrom für zwei Beispiele berechnet werden: U_V=-40 V und U_H=0 bzw. -20 V (diese Spannungen sind bei unseren Messungen typisch, siehe VII 2.2). Man findet:

$$i_{Leck}(-40V) = -3{,}3\ \mu A\ ;\quad i_{Leck}(-40V, -20V) = -4{,}2\ \mu A$$

Der Leckstrom, der durch U_V verursacht wird, wirkt sich in einer konstanten Nullpunktsverschiebung aus (U_V ist bei einer Messung konstant).

4.2.2 Gleichtakt-Unterdrückung (CMR)

Mit dem Verstärker AM 502 soll das Differenzsignal am Meßwiderstand R_M gemessen werden. Bekanntlich wird bei einem realen Differenzverstärker auch das Gleichtaktsignal

$$U = v \cdot CMR \cdot U_{gl}$$

(mit v: Verstärkung, CMR: Gleichtakt-Unterdrückung (Common Mode Rejection) und U_{gl}: Gleichtaktsignal an R_M = 100Ω) am Ausgang erscheinen und die Strommessung um den Wert

$$i_{CMR} = CMR \cdot (v/R_M) \cdot U_{gl}$$

verfälschen. Beim Experiment ist $U_{gl} = U_V + U_{RM} \approx U_V$. Bei einer typischen Vorspannung von U_V=-40 V, einer Verstärkung von $v=10^3$ und einer vom Hersteller angegebenen CMR von 10^{-5} ergibt sich ein Fehlerstrom von i_{CMR}=-4 mA. Dieser Strom ist dem Nutzstrom i_N als statische Komponente überlagert; sie macht sich - wie der Leckstrom

$i_{Leck}(U_V)$ - in einer Verschiebung des Stromnullpunktes bemerkbar. Die Verschiebung des Nullpunktes wird bei den Experimenten durch eine Messung bei kurzgeschlossenem Widerstand R_M berücksichtigt. Nach der Festlegung dieses relativen Nullpunktes muß nur noch der Leckstrom $i_{Leck}(U_H)$ als statischer Fehlerstrom korrigiert werden. Bei einer gesamten Kennlinie mit den Potentialverhältnissen aus Abb. 5.19/20 (U_V=0 V und $U_{H\ max}$ = -40 V) beträgt der statische Fehler $i_{Leck}\ (U_H)$ im ungünstigsten Fall (U_H=-40 V) 1,6 µA. Bei den Messungen in Abb. 6.7 und 6.8 ist der entsprechende Fehler nur halb so groß.

V 4.3 Statistische und periodische Schwankungen des Sondenstroms

4.3.1 Rauschen (Streuung der Einzelmessung)

Das ungünstige Nutz-Störsignal-Verhältnis bei unseren Messungen hat folgende Gründe: Das Nutzsignal ist klein (≈1µA), während gleichzeitig die gewünschte Bandbreite B groß ist (1MHz). Aus letzterem resultiert die Forderung nach einem kleinen Meßwiderstand R_M. Die Spannungsauflösung muß somit bei einigen µV liegen.

Die Messung wird nun durch das Widerstands-, Verstärker- und Plasmarauschen statistisch gestört. Das Widerstandsrauschen beträgt bei Zimmertemperatur und obigen Daten für B und R_M etwa 1,3 µV. Das Verstärkerrauschen wird vom Hersteller mit 100 µV angegeben. Experimentell wurde jedoch ein um den Faktor 7 größerer Rauschpegel gemessen. Der Rauschpegel wurde bei verschiedenen Testschaltungen (s. Abb. 5.15 und den Text dazu) bestimmt. Eine Erklärung der Diskrepanz zwischen dem angegebenen und gemessenen Rauschpegel kann nicht gegeben werden.

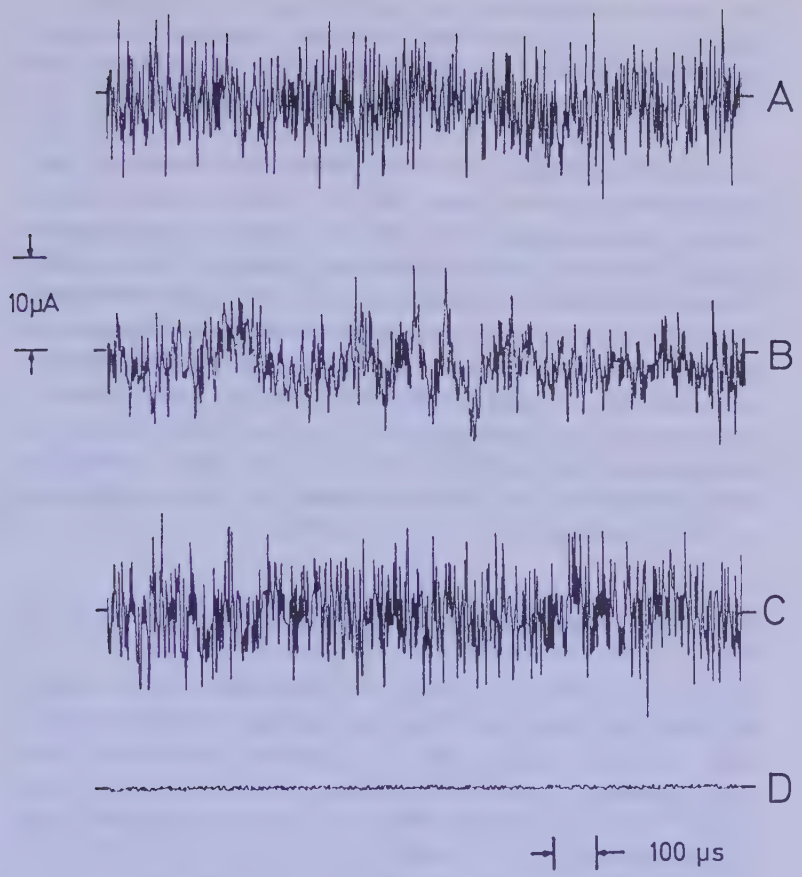


Abb. 5.15 Messung des Rauschpegels der elektrischen Versuchsanordnung mit Verstärkung v=1000. Pro Signal 1020 Punkte im zeitlichen Abstand t=1,8 µs.

A) Angeschlossene Sonde und abgeschaltete Entladung.

B) Sonde bei 5,3 mbar Ne und I_E= 20 mA in der pos. Säule.

C) Kurzgeschlossener Meßwiderstand.
Die Störamplitude ist in allen Fällen etwa gleich groß.

D) Ergebnis nach Mittelung über 255 Messungen vom Typ C.

Der Einfluß des Rauschens auf das Meßsignal wird hier durch die Anwendung der Mittelwertbildung weitgehend vermindert. Das Nutz-Störsignal-Verhältnis wird dabei um den Faktor $\sqrt{z}$ verbessert, wenn z die Anzahl der Einzelmessungen ist, über die gemittelt wird.

Eine sorgfältige Analyse des statistischen Fehlers ergab eine Standardabweichung des Mittelwertes von +/- 4 Bit nach der Mittelung über 255 Einzelmessungen. Dies gilt für den bei unseren Messungen ungünstigsten Fall einer Verstärkung von v=1000. Da die Rauschamplitude proportional zur Verstärkung v ist (das Verstärkerrauschen ist dominierend), ist bei einer 8-Bit-Auflösung der Messungen und einer Verstärkung von v = 250 eine Mittelung über z=250 Einzelmessungen optimal, da dann die Standardabweichung des Mittelwertes +/- 1 Bit beträgt. Eine Vergrößerung von z ist dann nicht sinnvoll, da dann der Quantisierungsfehler größer als der statistische Fehler wird. Voraussetzung bei dieser Oberlegung ist, daß die Auflösung bei der Datenausgabe ebenfalls 8-Bit beträgt.

4.3.2 Periodische Störungen (QRS-Methode)

Neben den statistischen Störungen (Rauschen) können bei den Sondenmessungen auch periodische Störungen auftreten. Diese rühren entweder von einem Restbrumm oder von laufenden Schichten im Entladungsplasma her, die am Ort der Sonde zu periodischen Dichteschwankungen führen; sie ergeben letztlich eine periodische Modulation des Sondenstroms mit der Frequenz ν_{PS}.

In diesem Fall kann es bei der Anwendung der Mittelwertbildung zu Schwebungserscheingungen zwischen der Abtastfrequenz ν_{AB} und der Frequenz ν_{PS} oder zu einem systematischen Fehler kommen. Diese Möglichkeiten werden in Abb. 5.16 dargestellt und erklärt. Dabei ist der Einfachheit halber ein zeitlich konstantes Nutzsignal und eine sinusförmige Störung angenommen worden. Rauschen wurde in dieser Darstellung vernachlässigt.

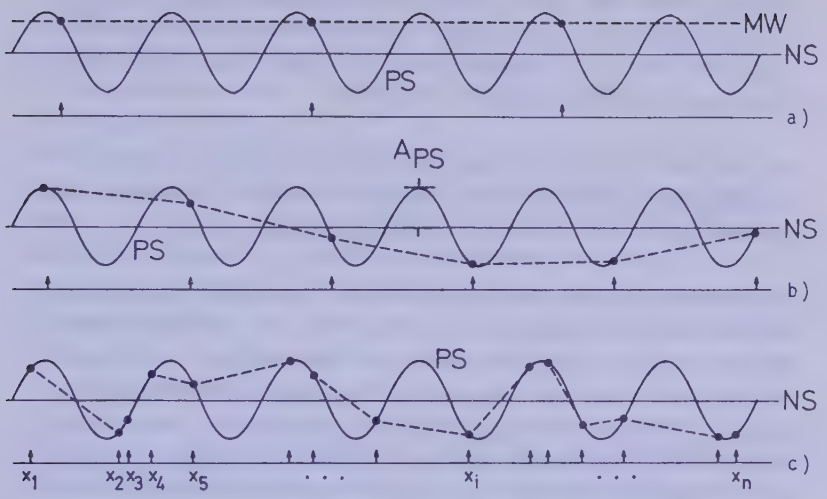


Abb. 5.16 Zur Veranschaulichung des Einflusses der Signal-Abtastung auf die Bestimmung des Mittelwertes (MW) beim Vorliegen einer periodischen Störung (PS). Das Nutzsignal (NS) ist hier eine zeitlich konstante Größe. Einzelheiten s. Text.

(1) Bei einem rationalen Frequenzverhältnis $\nu_{AB}/\nu_{PS} < 1$ unterscheidet sich der hier bestimmte Mittelwert vom wahren Wert (Nutzsignal) um maximal $+/-A_{PS}$, der Amplitude der periodischen Störung. Dieser systematische Fehler ist nur dann Null, wenn die Werte im Nulldurchgang von PS gemessen wurden. In der Praxis weiß man nicht, ob dieser Fall vorliegt oder nicht, da der Fehler nicht im Mittelwertsignal erkennbar ist.

(2) Sind die beiden Frequenzen ν_{AB} und ν_{PS} um eine Differenzfrequenz gegeneinander verstimmt, so kommt es zu den erwähnten Schwebungen im Mittelwertsignal. Der Effekt verschwindet bei einer zeitlich äquidistanten Abtastung nur dann, wenn sich entweder die Meß-

werte x_i über eine ganzzahlige Anzahl von Schwebungsperioden erstrecken, oder aber, wenn die Anzahl der Schwebungsperioden T_{Schw} sehr groß ist, so daß die Werte, die innerhalb des verbleibenden Bruchteils von T_{Schw} gemessen wurden, den Mittelwert nicht mehr nennenswert beeinflussen (Abb. 5.16b).

(3) Bei einer Mittelwertbildung, bei der die Meßwerte in zufälligen Zeitabständen abgetastet werden, können die Fehler, die bei (1) und (2) möglich sind, weitgehend vermieden werden (Abb. 5.16c).

Die Methode erfordert einen statistischen Zeitabstand zwischen der Messung der Einzelwerte (Samples). Dies läßt sich auf verschiedene Weisen erreichen: a)Triggern durch eine Rauschquelle. Steht andererseits ein Rechner zur Steuerung der Messungen zur Verfügung, so kann die Zufallszeit über Zeitschleifen erzeugt werden. Die hierfür notwendigen Zufallszahlen lassen sich mit Hilfe b) eines entsprechenden Generators oder c) einer Tabelle gewinnen. Hier wurde die vergleichsweise einfache Methode c) angewendet.

V 4.4 Systematische dynamische Fehler

Neben den bisher behandelten Fehlerquellen bei den Messungen bleibt noch die Klärung der folgenden Beobachtung, wie sie in Abb. 5.17 schematisch dargestellt ist. Schaltet man auf die Sonde bei abgeschalteter Entladung einen Spannungssprung U_H, so beobachtet man zusätzlich zu den bisherigen Fehlern Stromspikes, die nicht durch Störkapazitäten (z. B. Kabel) allein gedeutet werden können; die Zeitkonstante ist zu groß.

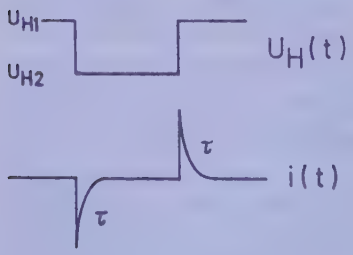


Abb. 5.17

Die Beobachtung wurde auch bei direktem Schalten einer Spannung am Eingang des Differenzverstärkers gemacht. Es wird angenommen, daß der Effekt auf einer frequenzabhänigen CMR des Verstärkers beruht. Der Fehlerstrom wird mit i_V bezeichnet (dynamische CMR?).

Carlson und Okuda /23/ weisen darauf hin, daß Impulsmessungen mit Sonden durch das Auftreten von Verschiebungsströmen i_S gestört werden, die über den in das Plasma eintauchenden Teil der Sondenabschirmung fließen. Bei unseren Untersuchungen zeigte sich, daß dieser Strom gegenüber i_V zu vernachlässigen ist ($i_S << i_V$).

V 4.5 Zusammenfassung

Faßt man die bisher besprochenen Fehler bei der Strommessung zusammen (ohne Punkt 4.3), so gilt für den gemessenen Strom i_G: (statische und dynamische systematische Fehler)

$$i_G = i_N + i_{Leck}(U_V) + i_{Leck}(U_H) + i_{CMR} + i_V + i_S$$

Mit
- i_G : Gemessener Strom
- i_N : Nutzstrom
- i_{Leck}: Leckstrom verursacht durch U_V bzw. U_H
- i_{CMR} : Fehlerstrom bedingt durch endliche CMR (stat.)
- i_V : Kabel und Verstärker-Einflüsse (dyn. CMR ?)
- i_S : Verschiebungsstrom über Sondenabschirmung/Plasma

Die Fehlerströme lassen sich nicht vermeiden, sie können jedoch durch eine Messung bei kurzgeschlossenem Widerstand R_M (Nullpunkt, $i_{Leck}(U_V)$, i_{CMR}), einer Nullmessung bei abgeschalteter Entladung (i_V und i_S) und einer rechnerischen Korrektur ($i_{Leck}(U_H)$) eliminiert werden.

Im Falle einer Einzelimpulsmessung, bei der alle Fehlerströme in Erscheinung treten sollten, ergibt sich das folgende experimentelle Ergebnis. Es soll hier demonstriert werden, wie und mit welcher

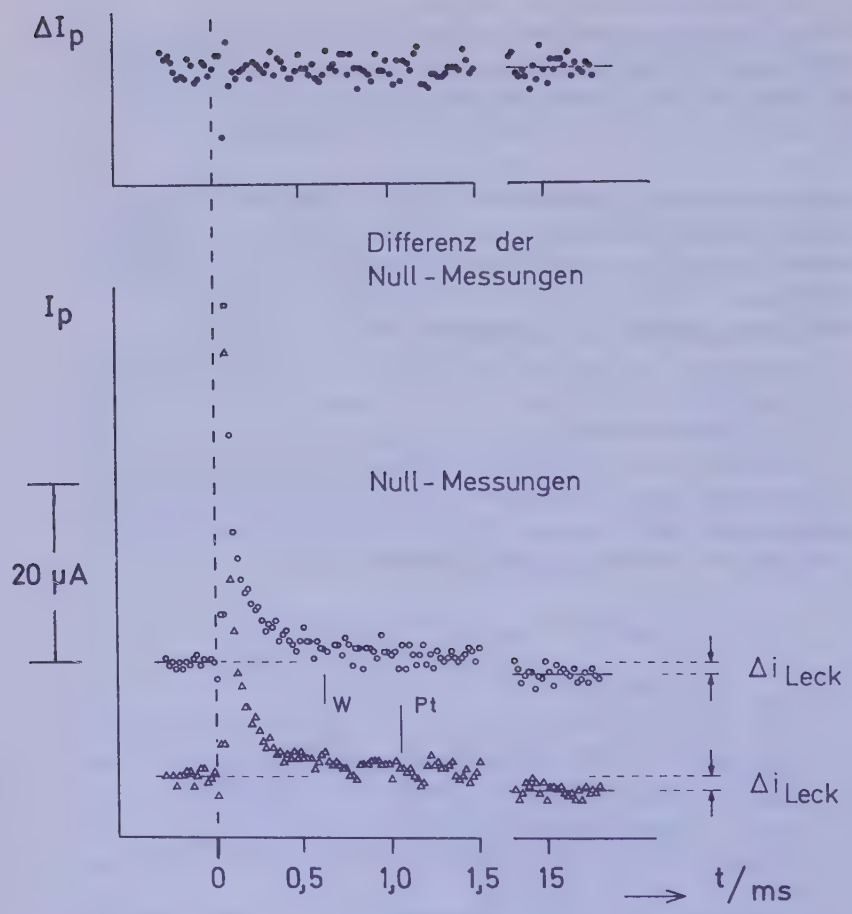


Abb. 5.18 Messungen des Impulsstromes bei abgeschalteter Entladung für zwei verschiedene Sonden (jeweils Mittelung über 255 Einzelimpulse) zur Veranschaulichung der systematischen Fehler $\Delta i_{Leck} = i_{Leck}(U_{H1}) - i_{Leck}(U_{H2})$ und i_V ($i_{CMR}=0$, s. Text). Im oberen Teil der Abbildung ist die Differenz der beiden Nullmessungen dargestellt. Man erkennt, daß sich die genannten Fehler dadurch korrigieren lassen.

Genauigkeit die Fehlerströme i_{Leck}, i_{CMR} sowie i_V ($i_S << i_V$) durch Nullmessungen und anschließende Differenzbildung eliminiert werden (s. hierzu Abb. 5.18).

In Abb. 5.18 sind im unteren Teil die über 255 Einzelmessungen gemittelten Impulsströme zu einer Platin- und einer Wolfram-Zylindersonde gegenüber der Zeit dargestellt. Die Sonden unterscheiden sich in ihren Abmessungen, in der Ausführung der Abschirmung sowie ihrer Orientierung im Entladungsrohr (W: radial; Pt: axial, vergl. Abb. 5.1/2). Die Entladung war bei den Messungen abgeschaltet.

Die beiden Nullmessungen wurden zur übersichtlicheren Darstellung um einen konstanten Wert auf der Stromachse gegeneinander verschoben (Offseteinstellung am Differenzverstärker). Zur Zeit t=0 wurde die Spannung U_H von 0V nach -40 V geschaltet, wobei U_V=0V gewählt wurde.

Man erkennt, daß der Strom in beiden Fällen nach dem Schalten der Spannung rasch vom statischen Anfangswert $i_{1,Pt}$ bzw. $i_{1,W}$ um ca. 20 µA ansteigt und etwa nach 15 ms auf den neuen stationären Wert $i_{2,Pt}$ bzw. $i_{2,W}$ abgesunken ist. In diesen Impulsströmen findet man die Störkomponente i_S+i_V wieder. Die Differenzen $\Delta i=i_1-i_2$ (Pt, W) entsprechen den Leckströmen $i_{Leck}(U_H)$, da wegen U_V=0V hier $i_{Leck}(U_V)$= 0 µA und i_{CMR}=0 µA ist.

Im oberen Teil von Abb. 5.18 ist die Differenz der Nullmessungen (Pt-W) dargestellt. Hier wird die Reproduzierbarkeit der Messungen veranschaulicht und gezeigt, daß sich die Fehler i_V und i_{Leck} auf diese Weise korrigieren lassen.

Die wichtigsten Ergebnisse der Fehleranalyse sollen abschließend zusammengefaßt dargestellt werden:

1) Nach der Mittelung mit z=255 beträgt der absolute Fehler der Strommessung (Standardabweichung des Mittelwertes) 0,78 µA bei v=1000.

2) i_S ist im Rahmen dieser Genauigkeit gegen i_V zu vernachlässigen.

3) Der Leckstrom $i_{Leck}(U_H)$ beträgt im ungünstigsten Fall (U_H=40 V) etwa 1,6 µA.

4) Die systematischen Fehler können durch eine Nullmessung korrigiert werden.

V 5. Funktionstest der Meßanordung

Zur Demonstration der Funktionsweise der Meßapparatur und der Methode der Mittelwertbildung mit quasi random sampling (QRS) sind in Abb. 5.19 und 5.20 Testkennlinienmessungen dargestellt, bei denen die programmierte Spannung nach Abb. 5.10 verwendet wurde. Die ersten zwei Kennlinien des Zyklus wurden referenzgepulst, die anderen zwei wurden nach der Treppenmethode durchfahren. Die Messungen wurden mit der Sonde S1 (axiale Pt-Zylindersonde) in der positiven Säule einer Neon-Niederdruckentladung durchgeführt. In Abb. 5.19 wurde über z=2 Zyklen gemittelt. Man erkennt das schlechte Nutz-Störsignal-Verhältnis, verursacht durch einen Rauschanteil und eine periodische Störung, die von Plasmadichteschwankungen am Sondenort (laufende Schichten) herrührt.

Abb. 5.20 zeigt das Ergebnis der Mittelung über z=255 Zyklen mit QRS. Das Nutz-Störsignal-Verhältnis ist gegenüber Abb. 5.19 deutlich verbessert. Hier ist zusätzlich die Strom-Nullinie (gemessen bei überbrücktem Meßwiderstand) aufgezeichnet worden. Dadurch werden die Fehler i_{CMR} und $i_{Leck}(U_V)$ korrigiert. Der Fehler $i_{Leck}(U_H)$ wurde in der Darstellung nicht korrigiert; er beträgt bei U_H=-40 V maximal etwa 1,6 µA und liegt damit in der Größenordnung des Restrauschens nach der Mittelung (s. Abb. 5.20).

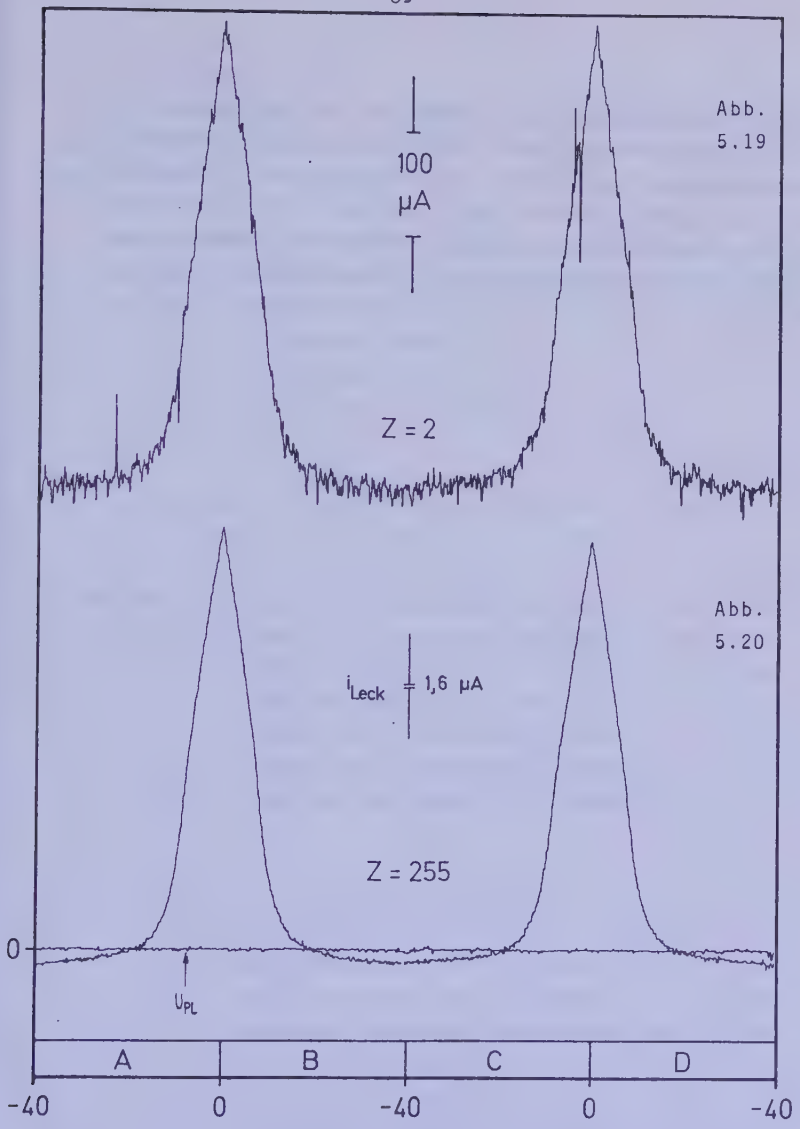


Abb. 5.19/5.20 Testmessungen zur Demonstration der Funktionsweise der Meßapparatur und der Methode der Mittelwertbildung mit QRS. Mittelung über z=2 (oben) und z=255 (unten) Kennlinienzyklen. Sondenspannung und Bereiche A bis D nach Abb. 5.10 mit N=255.

In Abb. 5.20 erkennt man das Plasmapotential bei dem Knickpunkt in der Kennlinie (Pfeil -, Abweichung vom exponentiellen Anstieg im Elektronenanlaufstrom-Bereich). Das Floatingpotential findet man beim Schnittpunkt zwischen der Kennlinie und der Nullinie. Anmerkung: Die Messungen in den Abb. 5.19 und 5.20 wurden bei etwas unterschiedlichen Neutralgasdrücken durchgeführt: 0,4 bzw. 0,46 mbar.

VI ERGEBNISSE

Im Folgenden sollen die nachstehend aufgelisteten Unterpunkte behandelt werden:

1. Dynamische Messungen im Hinblick auf Verunreinigungs-schichten auf elektrischen Sonden 92
   - 1.1 Einzelimpulse 92
   - 1.2 Ionenstromkennlinien 98
     - 1 Hysterese
     - 2 Impulsstrom-Oberhöhung

2. Experimentelle Überprüfung des Grenzschichten-Modells 102

3. Quasistatische Messung und Auswertung von Kennlinien im Hinblick auf Daten für das Grenzschichten-Modell 104
   - 3.1 Vorbemerkung 104
   - 3.2 Widerstand der Raumladungsschicht 105
     - 1 Abhängigkeit vom Entladungsstrom
     - 2 Abhängigkeit vom Neutralgasdruck
   - 3.3 Widerstand der Verunreinigungsschicht 108

4. Der Einfluß der Sondenmessung auf das Plasma 112
   - 4.1 Vorbemerkung 112
   - 4.2 Abschätzung nach Waymouth (theoretisch) 112
   - 4.3 Beeinflussung des Entladungsstroms 114
   - 4.4 Zwei-Sonden-Methode zur Untersuchung der Störung im Sondenumfeld 118
   - 4.5 Entladungsschwingungen 127

VI 1. Dynamische Messungen im Hinblick auf Verunreinigungsschichten auf elektrischen Sonden

1.1 Einzelimpulse

Mit der Sonde S2 (radiale W-Zylindersonde) wurde der Einfluß einer Verunreinigungsschicht auf die gemessene Sprung-Antwort einer elektrischen Sonde im Ionensättigungsbereich der Kennlinie untersucht. Die Messungen wurden in der positiven Säule (Neon, p=0,4 mbar, I_E=25 mA) durchgeführt. Es soll gezeigt werden, daß die Relaxation des Sondenimpulsstromes abhängig von dem Oberflächenzustand der Sonde ist. Das Ergebnis der Messungen ist in Abb. 6.1a und b dargestellt.

Der Impulsstrom ist hier in bezug auf einen beliebigen Stromnullwert gegenüber der Zeit aufgetragen. Dabei wurde zunächst keine Korrektur in Form einer Differenzbildung mit einer Nullmessung, wie in Abb. 5.18 durchgeführt, um einen Eindruck von den Rohmessungen zu vermitteln. Zur Zeit t=0 wurde die Sondenspannung U_H von 0 Volt auf -40 V geschaltet. Zur Orientierung bei einem Vergleich mit den Messungen zur Impulsstrom-Oberhöhung ist in Abb. 6.1 bei der später gewählten Zeit t_d=250µs eine Zeitmarke und die Impulsstrom-Oberhöhung $i=i(t_d) - i_\infty$ eingesetzt worden. i ist bei der kontaminierten Sonde etwa zweimal so groß wie bei der gesputterten Sonde. Die statische Stromdifferenz $i(U_H=0)-i(U_H=-40)$ ist dagegen bei der kontaminierten Sonde um etwa einen Faktor 2 kleiner als bei der gesputterten Sonde.

Eine Korrektur der Messungen in Abb. 6.1a und b gemäß der Differenz zu einer Nullmessung nach Abb. 5.18 ergibt die folgenden Sprung-Antworten, wie sie in Abb. 6.2a und b dargestellt sind. Die korrigierte Sprung-Antwort der kontaminierten Sonde zeigt, das nach der Theorie (Kap. IV 3) erwartete Relaxationsverhalten. Der Strom steigt nach dem Schalten der Spannung zunächst rasch auf einen maximalen Strom und fällt dann langsam auf den neuen statischen Endwert i_∞.

Bei der zeitlichen Auflösung der Messung von etwa 20 µs zwischen zwei Meßpunkten kann hier der Spike mit der kleinen Zeitkonstanten nicht aufgelöst werden.

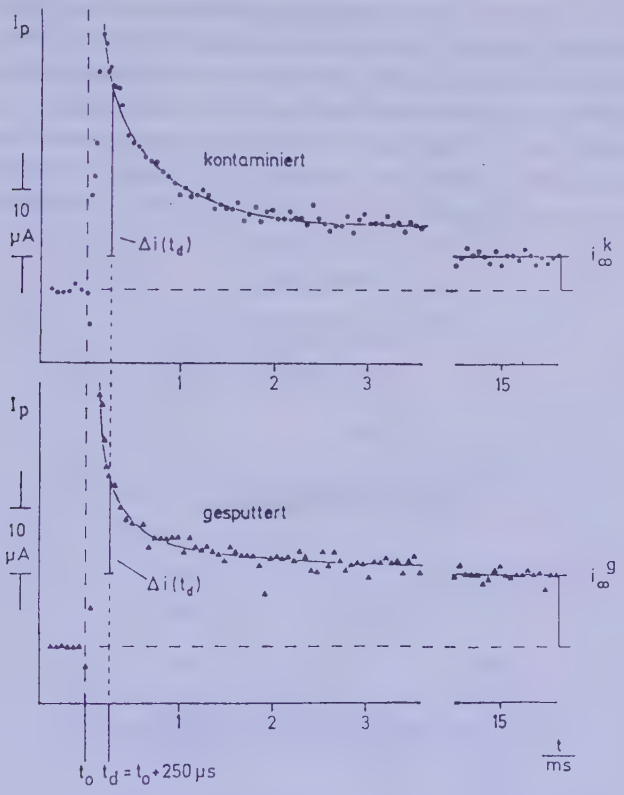


Abb. 6.1 Sprung-Antworten einer a) unter Entladungsbedingungen kontaminierten und b) durch Sputtern gereinigten elektrischen Sonde im Ionensättigungsbereich einer klassischen Kennlinie bei sonst gleichen Plasma- und Potentialbedingungen. Die dargestellten Ströme wurden jeweils über 255 Einzelimpulse gemittelt. Weitere Angaben s. Text.

Diese Zeitkonstante entspricht der in der Theorie mit $_1$ bezeichneten. Für die starke Verunreinigung (vergl. Gl. 4.9) gilt experimentell der Wert $\tau \approx R_s C_o = 4{,}2$ ms. Der Stromverlauf in Abb. 6.2 b stellt die korrigierte Sprung-Antwort der gleichen, jedoch durch Ionenbeschuß (200 eV, ca. 4 h) gesputterten Sonde dar. Die Impulsstrom-Oberhöhung aus Abb. 6.2 a ist verschwunden. Dies weist darauf hin, daß die Oberflächenverunreinigungsschicht weitgehend abgetragen wurde. Die verbleibene Relaxation des Stroms wird durch $\tau = \tau_s \, R/(R+R_s) = C_s \, R$ theoretisch beschrieben (vergl. Anhang A3). Für die Schichtkapazität C_s ist ein Wert von 1-10pF zu erwarten (vergl. Fußnote S.37), während nach Berechnungen der Säulenimpedanz einer

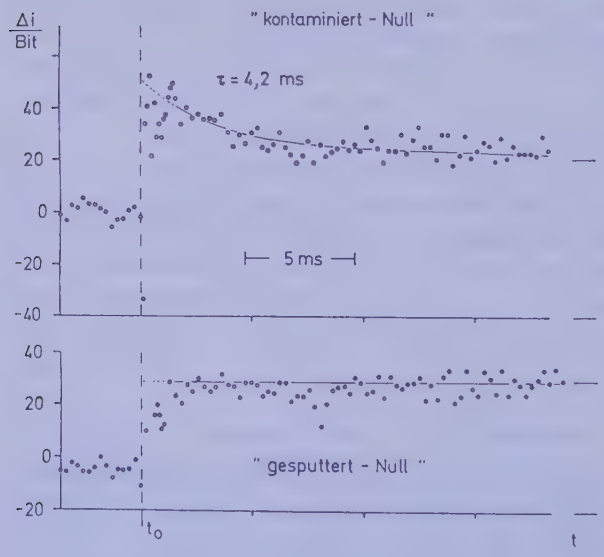


Abb. 6.2 Korrigierte Sprung-Antworten a) einer kontaminierten und b) einer gesputterten elektrischen Sonde. Daten wie in Abb. 6.1a und b.

vergleichbaren Neonglimmentladung von Winkler und Pfau /46/ der Widerstand R in der Größenordnung von 100 KΩ liegt. Mit diesen Literaturwerten für C_S und R_S berechnet sich die Zeitkonstante zu 100 ns; sie ist damit hier nicht nachweisbar.

In den folgenden Messungen der Sprung-Antwort sollte der Einfluß der Entladungsstromstärke I_E, des Neutralgasdruckes sowie des Sondenabstandes von der Anode auf das Relaxationsverhalten der Sonde (S1, gesputterte Pt-Zylindersonde) untersucht werden. Die Ergebnisse sind in den Abb. 6.3 a bis c dargestellt.

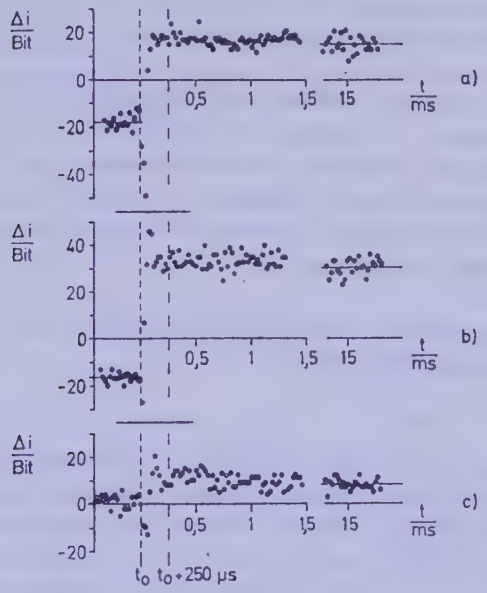


Abb. 6.3 Der Einfluß a) der Entladungsstromstärke, b) des Neutralgasdruckes sowie c) des Abstandes zwischen der Sonde und der Anode auf das Relaxationsverhalten der Sonde.

Auch hier wurde mit QRS über 255 Einzelimpulse gemittelt, und danach wurden stets die Differenzen: a) i(t, I_E=30mA) - i(t, I_E=5mA), b) i(t, p=0,67 mbar) i(t, p=0,053 mbar) und i(t, Anodennähe) - i(t, Fallraumrand) gebildet, wobei sich die Sonde in beiden Fällen noch innerhalb der Säule befand. Die Sonde wurde vor der Meßreihe a) 3 Stunden und vor b) und c) jeweils 30 Minuten gesputtert. Die Abbildungen 6.3 a) bis c) zeigen, daß im Rahmen der zeitlichen Auflösung (etwa 80 µs) und der Strommeßgenauigkeit (±4 Bit) sowie im Bereich der variierten Parameter (I_E, p, x) diese Größen den zeitlichen Verlauf des Impulsstromes nicht beeinflussen: der zeitliche Verlauf der Differenzströme a) bis c) läßt sich jeweils durch eine Stufe beschreiben, d. h. eine Änderung des Relaxationsverhaltens ist nicht zu beobachten.

Die angegebene zeitliche Auflösung der Messung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: 1. endliche Anstiegszeit der aufgeprägten Spannung U_H von etwa 40 µs und 2. geschätzte Ungenauigkeit von zwei Zeiteinheiten (Abstand zweier Meßpunkte) von ebenfalls 40 µs. Die Angabe des Fehlers bei der Strommessung bezieht sich auf die Standardabweichung des Mittelwertes.

Die variierten Parameter sollten sich wie folgt auf die Daten des Grenzschichtenmodells auswirken:

a) Änderung der Entladungsstromstärke. Mit steigendem I_E steigt n_o und T_e. Dadurch nimmt der Plasmawiderstand und somit R ab. Die Debye-Länge λ_D und damit die Raumladungsschicht nimmt ab, da $\lambda_D \sim r_s \sim \sqrt{T_e/n_o}$ und n_o stärker mit I_E steigt als T_e (vergl. /25/). Der Schichtwiderstand R_s nimmt ab. Letztere Tatsache ist auch direkt aus den Ionenstromzweigen der Kennlinien zu erkennen: die Steigung nimmt mit I_E zu. Dies erklärt auch unmittelbar, daß die Differenz i (30 mA) - i (5 mA) positiv ist. Da R_s abnimmt, aber $R_s \cdot C_s$=const ist, muß C_s mit I_E steigen.

b) Änderung des Neutralgasdruckes. Auswertungen von Einzelsondenkennlinien zeigen, daß die Elektronentemperatur T_e im untersuchten Neutralgasdruck von 0,04 bis 1,3 mbar annähernd konstant ist. Dagegen nimmt R_s mit steigendem Druck ab, während n_o steigt. Damit gilt auch hier, daß R abnimmt und C_s zunimmt.

c) Änderung des Sondenortes. Hier wird n_o und T_e selbst nicht geändert. Das Plasmapotential verschiebt sich jedoch mit wachsendem Abstand von der Anode zu stärker negativen Werten. Da die Entfernung der Sonde von der Anode bei den betrachteten Messungen um 20 cm geändert wurde, ist hier mit einer Widerstandsänderung von R um etwa 200 KΩ zu rechnen. R_s und C_s bleiben annähernd konstant.

VI 1.2 Ionenstromkennlinien

In diesem Abschnitt wird der Ionenstrombereich einer Kennlinie im Hinblick auf eine Oberflächenverunreinigungsschicht untersucht. Zu diesem Zweck wurden mit einer kontaminierten und danach mit der gleichen, jedoch gereinigten (Sputtern) Sonde (S2, radiale Wolfram-Zylindersonde) mit Hilfe des Sondenspannungsprogramms nach Abb. 5.10 entsprechende Kennlinie aufgenommen.

Es wurden folgende Parameter bei der Sondenspannung eingestellt: Anzahl der Spannungswerte innerhalb einer Kennlinie N=128, $T_{ref}=T_{s1}\approx t_{d1}=$ 250 µs in den referenzgepulsten Teilen des Kennlinienzyklus (A und B) und $T_{s2}\approx t_{d2}=80$ µs im Treppenbereich des Kennlinienzyklus (C und D). Zur Definition der angegebenen charakteristischen Zeiten sei auf Kapitel V 3.1.2 bzw. Anhang 6 verwiesen. Die Plasmabedingungen waren p=1,03 mbar und I_E=25 mA.

Die Mittelung wurde wieder über jeweils z=255 Einzelzyklen mit QRS durchgeführt. Die Ergebnisse sind in den Abb. 6.5 und 6.6 im je-

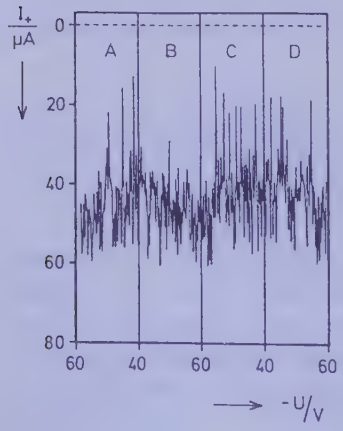


Abb. 6.4
Ionenstromzweige einer gereinigten Langmuir-Sonde ohne Mittelung. Bereiche A und B referenzgepulst, Bereiche C und D quasi-kontinuierlich (Treppe). Vergleiche auch mit Abb. 5.10 (Sondenspannung) und Abb. 2.2

weils oberen Teil dargestellt. Abb. 6.4 zeigt zum Vergleich zu Abb. 6.5 einen Einzelzyklus (ohne Mittelung). Hier wird deutlich, daß eine weitere Auswertung durch das ungünstige Nutz-Störsignalverhältnis ohne Mittelung praktisch nicht möglich ist.

Die durch Mittelung geglätteten Kennlinien in den Abb. 6.7 und 6.8 konnten mit Hilfe des Programms "Hysterese/Vergleich" sinnvoll weiter ausgewertet werden. Die Kennlinien in den Bereichen A und B wurden nach der Referenzpuls-Methode aufgenommen. Hier ist der Referenzstrom, der bei der Spannung $U_{refl} = -40$ V zur Sonde fließt, gestrichelt eingezeichnet. Die Kennlinienbereiche C und D wurden nach der Treppen-Methode aufgenommen (vergl. Abb. 5.10). Die Triggerzeitpunkte für die Strommessung wurden in A/B bzw. C/D so gewählt, daß die Differenzen (A-C) und (B-D) die Impulsstrom-Oberhöhung nach der Verzögerungszeit t_{dl} darstellen. Diese Differenzen sind in der Abbildung unten rechts dargestellt. Daneben links sind die Hysteresen der Referenzpuls-Methode (A-B) und der Treppen-Methode (C-D) abgebildet.

Bei der Hysterese-Untersuchung der referenzgepulsten Messungen ist zu erkennen, daß die Hysterese bei der kontaminierten und der gesputterten Sonde Null ist ((A-B)). Die Messungen nach der Treppen-Methode zeigen dagegen eine Hysterese von max. 1 µA, sowohl bei der kontaminierten als auch bei der gereinigten Sonde (C-D)). Die Impulsstrom-Oberhöhungen der aufwärts (A-C) bzw. abwärts (B-D) registrierten Kennlinien sind innerhalb jedes Sondenzustandes im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich. Die hier ohne Korrektur der systematischen Fehler dargestellten Impulsstrom-Oberhöhungen sind dagegen bei der kontaminierten Sonde deutlich größer als bei der gereinigten Sonde. Dieses verunreinigungsabhängige Verhalten ist bereits nach der Untersuchung der Einzelimpulse zu erwarten gewesen.

Auch die Kennlinien selbst zeigen einen Unterschied, je nachdem die Sonde sauber oder kontaminiert ist. Die Kennlinien der sauberen

Sonde sind steiler, der Strom bei gleicher Sondenspannung größer als bei der kontaminierten Sonde.

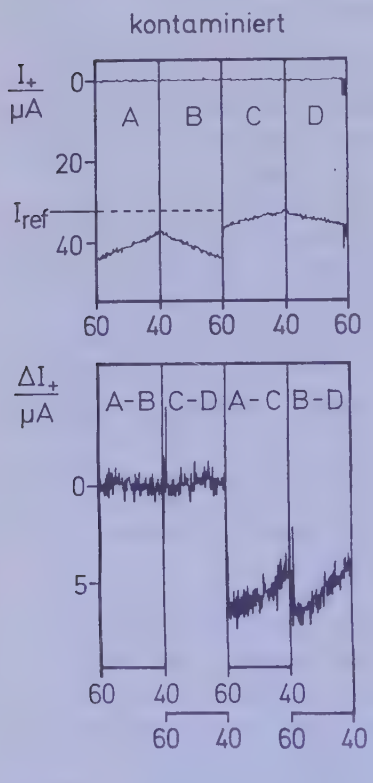


Abb. 6.5

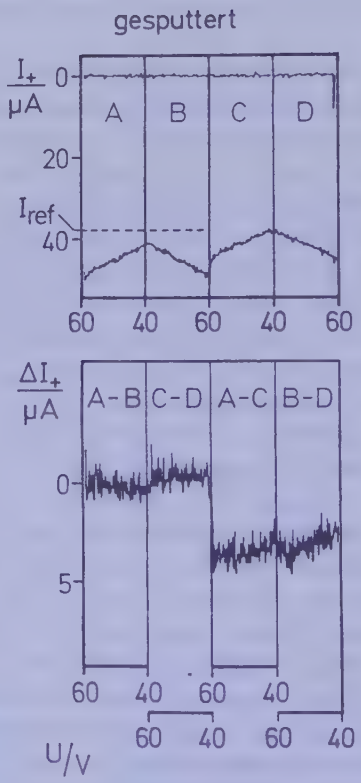


Abb. 6.6

Ionenstromzweige einer gereinigten und kontaminierten Wolfram-Sonde gemittelt über 255 Zyklen der Sondenspannung nach Abb. 5.10 mit folgenden Daten: N=128, $T_{ref}=T_{d1}=250$ µs und $T_{d2}=80$ µs (jeweils im oberen Teil der Abb. 6.5/6. Im unteren Teil sind die Hysteresen der Referenzpuls-Methode (A-B) bzw. der Treppen-Methode (C-D) abgebildet. Die Differenzen (A-B) und (B-D) stellen die Impulsstrom-Oberhöhung dar.

Der Unterschied des Referenzstroms I_{ref} bei der kontaminierten und der gesputterten Sonde, ist nicht bewußt eingestellt worden, sondern ergab sich als Folge aus den in beiden Fällen gleich gewählten Spannungen U_{ref} und U_V.

Beide Beobachtungen (Vergrößerung der Impulsstrom-Oberhöhung und Abflachung der Kennlinie) lassen sich qualitativ durch die Ausbildung einer schlechtleitenden Verunreinigungsschicht bei der kontaminierten Sonde erklären. Die Abflachung einer statisch registrierten Kennlinie (Treppe) infolge dieser Oberflächenschicht ist bekannt und wurde z. B. von Wehner /11/ untersucht (vergl. III 3).

Man erhält aus dieser Art von Untersuchungen nur eine Information über den ohmschen Widerstand der Schicht (R_o), während die hier vorgestellte Methode der Impulsstrom-Oberhöhung zusätzlich auch Informationen über die Kapazität der Schicht (C_o) beinhaltet. Hierauf wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

Die Ionenstromkennlinien A bis D in Abb. 6.5 und 6.6 sind nicht korrigiert (vergl. i_{CMR}, $i_{Leck}(U_H,U_V)$ und i_V in V 4). Bei den Differenzströmen im unteren Teil der genannten Abbildung fallen die Fehlerströme i_{CMR}, i_{Leck} und i_V bei den Hysteresen (A-C) und (C-D) sämtlich heraus. Bei den Impulsstrom-Oberhöhungen (A-B) und (B-D) bleibt der durch i_V verursachte Fehler, da dieser bei den Messungen nach der Treppen-Methode (quasistatisch) in Bereich C und D nicht auftritt. Bei der Messung mit der sauberen Sonde in Abb. 6.6 ist die beobachtete Impulsstrom-Oberhöhung (A-C) und (B-D) ausschließlich auf den Fehlerstrom i_V zurückzuführen, da die Sonde hier ohne R_o und C_o angenommen werden kann und damit die Ungleichung $t_k << t_d$ gilt (siehe Untersuchung eines Einzelimpulses). Die Differenzen (A-C) und (B-D) bei der kontaminierten Sonde in Abb. 6.5 setzen sich demnach aus zwei Anteilen zusammen: der "wahren" Impulsstrom-Oberhöhung, bedingt durch die Verunreinigungsschicht und den Fehlerstrom i_V. Die wahre Impulsstrom-Oberhöhung erhält man aus der Differenzbildung der Art:

$$i(t_d)_{auf} = (A\text{-}C)_{\text{kontaminiert}} - (A\text{-}C)_{\text{sauber}} \qquad (6.1)$$

$$i(t_d)_{ab} = (B\text{-}D)_{\text{kontaminiert}} - (B\text{-}D)_{\text{sauber}} \qquad (6.2)$$

Siehe hierzu auch IV 2.4 (speziell Gl. 4.38). Eine Auswertung nach Gl. 6.1/2 folgt im nächsten Abschnitt:

VI 2. Experimentelle Oberprüfung des Grenzschichten-Modells

Die Impulsstrom-Oberhöhung bei den referenzgepulsten Kennlinienmessungen im Ionensättigungsstrombereich aus Abb. 6.5 und 6.6 sollen hier weiter ausgewertet werden. Dazu soll die in Abschnitt IV 2.4 durch Gl. 4.43 definierte Darstellung der relativen Impulsstrom-Oberhöhung gewählt werden. Zunächst wird $\Delta i(t_d)_{auf}$ und $\Delta i(t_d)_{ab}$ nach Gl. 6.1 und 6.2 ermittelt. Man erhält Abb. 6.7.

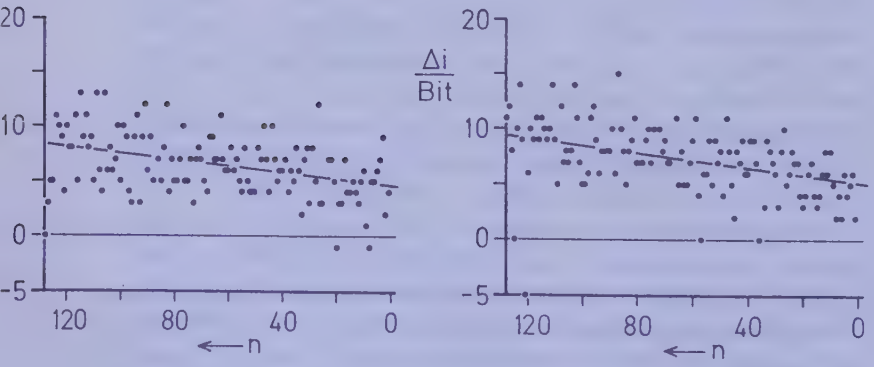


Abb. 6.7 Wahre Impulsstrom-Oberhöhung nach Gl. 6.1 und 6.7 mit den Messungen aus den Abb. 6.5 und 6.6.

Die Variable bei dieser Auftragung der Größen $\Delta i(t_d)_{auf,ab}$ ist die Nummer des entsprechenden Meßpunktes innerhalb einer Kennlinie ($n=1,\ldots,N=128$). Die Kurven stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit überein. Eine Krümmung im Verlauf von $\Delta i(n)$, die auf ein spannungsabhängiges R_s und C_s hinweisen würde (wie in IV 2.2 beschrieben) ist im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht zu beobachten.

Die Meßgenauigkeit läßt sich jedoch bei einer quantitativen weiteren Auswertung sinnvollerweise nur eine Beschreibung der Werte $\Delta i(t_d)_{auf,ab}$ in Abhängigkeit von n durch eine Gerade mit einer mittleren Steigung S' zu (vergl. Gl. 4.44). Verwendet man als Normierungsstrom i_∞ aus Abb. 6.5 im Bereich C bzw. D, so findet man für die Konstante S' den Zahlenwert (Mittelwert aus $S'_{auf/ab}$= 0,153 / 0,179)

$$S' = 0{,}166$$

Nimmt man für Zeitkonstante der kontaminierten Sonde den Wert aus einer Einzelimpuls-Messung (Abb. 6.4 t_k=4,2ms) und die experimentell eingestellte Verzögerungszeit von $t_{d1} \simeq 250\,\mu s$, so findet man für das Widerstandsverhältnis $X=R_o/R_s$ nach Gl. 4.45 den Wert:

$$X := R_o/R_s = 0{,}176$$

Mit einem mittleren Widerstand R_s von $\simeq$ 3 MΩ [1] in dem betrachteten Kennlinienbereich kann schließlich nach Gl. 4.46 die Oberflächenschichtkapazität C_o berechnet werden:

$$C_o = 9{,}35\ nF$$

Eine Größtfehlerabschätzung mit $\tau \pm 30\%$, $R_s \pm 10\%$ und $S'_{auf/ab}$ liefert: $5{,}3\ nF < C_o < 15{,}1\ nF$.

---

1) Der Raumladungswiderstand kann aus einer quasistatisch gemessenen Kennlinie bestimmt werden (VI 4)

Mit den Zahlenwerten für X und R_s ergibt sich für R_o:

$$R_o = 0{,}52$$

und

$$\tau_o = 4{,}9 \text{ ms}$$

Nach den Ausführungen in Abschnitt IV 2.2.1 gilt auch für die Zeitkonstante τ_o, daß sie von der Schichtdicke unabhängig ist und nur durch die chemische Zusammensetzung der Verunreinigung über das Verhältnis ε/σ bestimmt wird.

Mit C_o <15,1 nF, der Oberflächenschichtdicke d_o < 0,5 µm[1)], sowie r_p=0,05 mm und l_p=5 mm läßt sich über Gl. 4.12b die obere Grenze der relativen Dielektrizitätskonstanten ε_r des Verunreinigungsmaterials auf der Sonde bestimmen. Man findet: ε_r < 540. Andererseits kann unter der realistischen Annahme ε_r > 3 die minimale Schichtdicke bestimmt werden. Es folgt 2,8nm < d_o.

VI 3. Quasistatische Messung und Auswertung von Kennlinien im Hinblick auf Daten für das Grenzschichten-Modell

3.1 Vorbemerkung

Die Messungen, die in diesem Abschnitt besprochen werden, wurden nach der Treppen-Methode registriert. Die erzeugte Spannung entspricht dabei den Bereichen C und D in Abb. 5.10. Es wurde in allen Fällen mit QRS über 255 Kennlinien gemittelt. Aus den Kennlinien werden die Widerstände R_o und R_s sowie das Widerstandsverhältnis R_o/R_s bestimmt.

---

1) Die Dicke der Oberflächenverunreinigungsschicht ist nach den in Anhang A8 beschriebenen Untersuchungen <0,5 µm.

3.2 Widerstand der Raumladungsschicht

Bei dem Widerstand der Raumladungsschicht muß zwischen dem statischen und dem differentiellen Widerstand unterschieden werden. Für Messungen im Zusammenhang mit dem Impulsverhalten einer Sonde ist der differentielle Widerstand maßgebend. Er entspricht der reziproken Steigung der quasistatisch gemessenen Kennlinie.

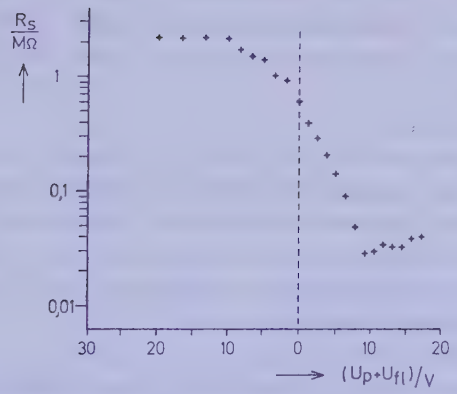


Abb. 6.8
Differentieller Raumladungsschichtwiderstand in Abhängigkeit von der Sondenspannung bei einem Entladungsstrom I_E von 25 mA.

In Abb. 6.8 ist dieser Widerstand in Abhängigkeit von der Sondenspannung dargestellt. Die eingezeichneten Meßpunkte wurden durch graphische Differentiation aus einer entsprechenden Kennlinie gewonnen, die bei den Plasmabedingungen p=0,66 mbar Neon und einem Entladungsstrom I_E=25 mA aufgenommen wurde.

In den Sättigungsbereichen der Ionen und der Elektronen nimmt R_s nur schwach mit der Spannung U_P-U_{PJ} zu. In erster Näherung kann hier der Widerstand als konstant angesehen werden.

3.2.1 Abhängigkeit vom Entladungsstrom

Zur Untersuchung der Abhängigkeit des differentiellen Raumladungsschichtwiderstandes von der Entladungsstromstärke I_E wurden die entsprechenden Kennlinien mit einer gereinigten Pt-Sonde (S1) aufgenommen. Die Messungen waren nahezu hysteresefrei. Lediglich im Elektronensättigungsstrom-Bereich der Kennlinien (insbesondere bei den höheren Stromstärken I_E) war eine Hysterese von 1 bis 2 Bit zu erkennen. Der Ionen- und Elektronensättigungsbereich wurde in diesem Zusammenhang unmittelbar nacheinander mit unterschiedlicher Verstärkung vermessen.

Die Raumladungsschichtwiderstände R_{s+} und R_{s-} wurden aus der Steigung der Kennlinien im Ionen- bzw. Elektronensättigungsstrombereich ermittelt. Der bei den Messungen variierte Entladungsstrom I_E überstreicht einen Bereich, der auch bei den Impulsmessungen eingestellt wurde. Die Ergebnisse sind in den Abb. 6.9 und 6.10 in doppellogarithmischer Auftragung dargestellt.

Man erkennt in beiden Fällen in der doppel-logarithmischen Darstellung einen linearen Zusammenhang zwischen $\log(I_E)$ und $\log(R_s)$. Der Widerstand R_s fällt mit wachsender Entladungsstromstärke. Dies ist verständlich, da die Entladungsstromstärke näherungsweise proportional zur Plasmadichte n_o ist. Durch die Erhöhung der Ladungsträgerdichte nimmt der Widerstand R_s generell ab. Die absolute Änderung von $R_s(I_E)$ ist im Ionensättigungsgebiet größer als im Elektronensättigungsgebiet. Außerdem ist R_{s+} bei gleicher Stromstärke I_E größer als R_{s-}, was bereits in Abb. 6.8 dokumentiert wurde.

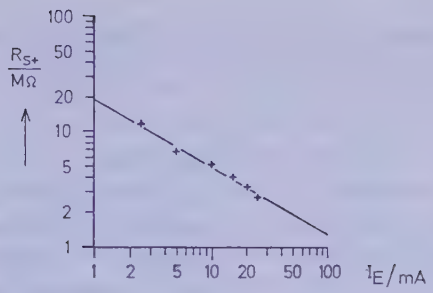


Abb. 6.9
Doppel-logarithmische Darstellung des Zusammenhanges zwischen dem differentiellen Widerstand R_{s+} und der Entladungsstromstärke I_E

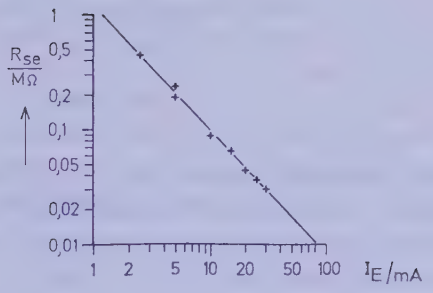


Abb. 6.10
Doppel-logarithmische Darstellung des Zusammenhanges zwischen dem differentiellen Widerstand R_{s-} und der Entladungsstromstärke I_E

3.2.2 Abhängigkeit vom Neutralgasdruck

Zur Untersuchung der Abhängigkeit $R_s(p)$ wurden Messungen - wie in 3.1.1 beschrieben - durchgeführt und ausgewertet. Da wir uns bei den Impulsmessungen auf den Ionenstromzweig beschränkten, wird hier nur R_{s+} untersucht. Bei einer Entladungsstromstärke von 20 mA wurde der Neutralgasdruck zwischen 0,133 mbar und 10,66 mbar variiert. Bei höheren Drucken setzten spontane Entladungsschwingungen ein (vergl. VI 5.4). Zu kleineren Drucken ergab sich eine Grenze des untersuchbaren Druckbereichs aufgrund der Tatsache, daß sich der Rand der positiven Säule mit fallendem Druck in Richtung auf die Kathode hin verschob. Die Säule wurde kürzer. Bei den Messungen wurde der Abstand zwischen der Sonde und der Kathode konstant gehalten, um nur den Einfluß des Neutralgasdruckes untersuchen zu können. Das hatte zur Folge, daß sich die Sonde ab einem bestimmten

minimalen Druck, der in diesem Fall bei p ≈ 0,13 mbar lag, nicht mehr in der Säule befindet.

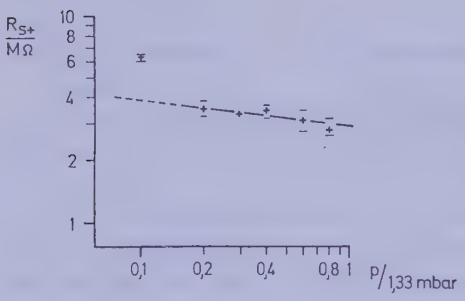


Abb. 6.11
Doppel-logarithmische Darstellung des Zusammenhanges zwischen dem differentiellen Widerstand R_{S+} und dem Neutralgasdruck in Neon.

In Abb. 6.11 ist R_{S+} über p doppel-logarithmisch dargestellt. Man erkennt, daß der Widerstand R_{S+} in dieser Darstellung linear mit dem Druck fällt. Im Vergleich mit der Entladungsstromabhängigkeit $R_{S+}(I_E)$ ist die hier betrachtete Abhängigkeit $R_{S+}(p)$ nur gering.

VI 3.3 Widerstand der Verunreinigungsschicht

Der Widerstand der Verunreinigungsschicht R_0 einer kontaminierten Sonde kann mit Hilfe zweier Vergleichsmessungen bestimmt werden. Dazu wird bei gleichen Plasmabedingungen eine Kennlinie mit der kontaminierten Sonde und eine weitere Kennlinie mit einer sauberen, sonst gleichen Sonde durchgeführt. Nach Kap. III 3. ist es möglich, aus der Verschleifung der mit der kontaminierten Sonde registrierten Kennlinie gegenüber der entsprechenden, mit der sauberen Sonde aufgenommenen, den Widerstand R_0 zu ermitteln (vergl. Abb. 3.1). Wenn sich die Bedeckung der Sonde mit einer schlechtleitenden Schicht lediglich in einer Verschleifung der Kennlinie äußert, so sollte die Ermittlung von R_0 unabhängig davon sein, in welchem Bereich der Kennlinie diese Bestimmung durchgeführt wird.

Die Auswertung von zwei Kennlinienpaaren (sauber-bedeckt) bei verschiedenen Sondenmaterialien (W, Pt) in der beschriebenen Weise liefert folgende Ergebnisse, die in den Abb. 6.12 und 6.13 dargestellt sind. Die Abbildungen zeigen übereinstimmend, daß die Auswertung der Kennlinien im Hinblick auf die Bestimmung von R_o unterschiedliche Werte liefert, je nachdem bei welcher Spannung die Verschiebung U_o und der entsprechende Strom der Kennlinie entnommen wird. Für den Oberflächenwiderstand R_o ergibt sich in der Nähe des Floatingpotentials ein bestimmter Anfangswert, der dann zum Plasmapotential hin monoton bis auf etwa die Hälfte des Anfangswertes abfällt. Rechts vom Plasmapotential geht der ermittelte Wert für R_o gegen einen konstanten Wert.

Die Abhängigkeit des Widerstandes R_o von der Sondenspannung U_p deutet darauf hin, daß sich die Kennlinie der bedeckten Sonde nicht einfach durch die Abflachung infolge eines Spannungsabfalls am Widerstand der Verunreinigungsschicht R_o aus der Kennlinie der sauberen Sonde ergibt.

Offenbar ist bei der Bildung einer Verunreinigungsschicht nicht nur der Effekt durch den Widerstand R_o wirksam, sondern zusätzlich ein weiterer Effekt: durch die geänderte Oberflächenbeschaffenheit der Sonde ändert sich wahrscheinlich auch der Sekundärelektronenkoeffizient γ_e. Der letztere Effekt kann die Tatsache erklären, daß R_o rechts vom Plasmapotential gegen einen konstanten Wert geht, denn nach Anhang 9 Abb. 9.4 kann der Effekt, der durch Sekundärelektronen verursacht wird, hier vernachlässigt werden.

Informationen über die Kapazität C_o und C_s lassen sich verständlicherweise aus den in diesem Abschnitt besprochenen quasistatischen Kennlinien-Messungen nicht gewinnen. Werte hierzu wurden bereits in Abschnitt IV. 2 vorgestellt.

In der nachfolgenden Tabelle werden zur Übersicht die das Grenzschichten-Modell charakterisierenden Größen, die bisher besprochen wurden, im Zusammenhang mit Literaturwerten dargestellt.

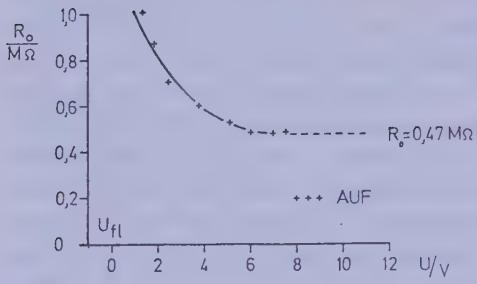


Abb. 6.12
Widerstand der Oberflächenschicht bei W

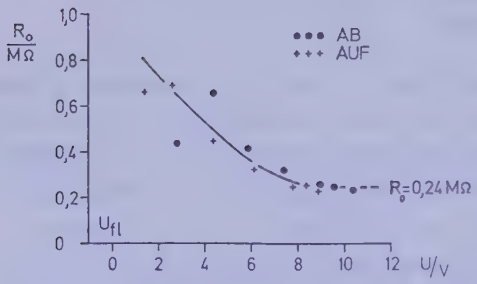


Abb. 6.13
Widerstand der Oberflächenschicht bei Pt

Abb. 6.12/13 Widerstand der Verunreinigungsschicht R_0, bestimmt aus der Verschleifung der mit einer bedeckten Sonde registrierten Kennlinie gegenüber einer die mit der gleichen, aber gereinigten Sonde aufgenommen, in Abhängigkeit von der Spannung U_p, bei der die Verschleifung gemessen wurde.

Tabelle 6.1:
Zusammenstellung der charakteristischen Größen des Modells der Grenzschichten zwischen der Sonde und dem Plasma sowie ihrer Werte.

Größen	Werte 1)	Sondenmat.	Info	Verunreinigungen	Bestimmungs-Methoden	Literatur
	0,52	W		V 1)	Imp.Oberhöh.	VI 2
R_o	0,24	Pt		V 1)	Verschlei.	
	0,47	W		V 1)	d. Kennlinie	VI 4
R_s	$2,8^{+)}$		P1		differentielle Steigung der Kennlinie	VI 4
	$3,8^{+)}$		P2			
	$3,0^{+)}$		I1			
	$12^{+)}$		I2			
	$0,03^{-)}$		I1			
	$0,40^{-)}$		I2			
R_{Pl}	0,3		Pl1		Theorie	/46/
	9,35nF	Pt		V 1)	Imp.Oberhöh.	VI 2
C_o	300 pF	Al		V 2)	Admittanz	/21/
	0,05 pF	Al			Admittanz	/21/
C_s	4,0 pF	W			Admittanz	/24/
ΔC_s	0,7 pF				Abbauladung	IV 2

Fußnoten

1) R in MOhm
+) Ionenstrombereich bzw.
-) Elektronenstrombereich der Kennlinie
V1) unter Entladungsbedingungen entstanden
V2) Al_2O_3, Dicke 25 µm

Info

P1) Druck 1,33 mbar
P2) Druck 0,13 mbar
Entladungsstrom
I1) 30 mA
I2) 3 mA
Pl1) pos. Säule Ne

VI 4. Der Einfluß der Sondenmessung auf das Plasma

4.1 Vorbemerkung

Bei der Anwendung von elektrischen Sonden zur Plasmadiagnostik geht man davon aus, daß die durch die Sonde hervorgerufene Störung des Plasmas auf die unmittelbare Umgebung der Sonde beschränkt ist (Raumladungs- oder Langmuirschicht und Vorschicht). Dieser Bereich, dessen Abmessung einige Debye-Längen beträgt, soll hier "Nahbereich der Sonde" genannt werden. Jenseits der Vorschichtgrenze im Fernbereich sollte das Plasma ungestört sein.

In Abhängigkeit von den Versuchsbedingungen (Plasma und Sonde) kann es jedoch zu unerwünschten statischen und dynamischen Störungen des Plasmas im Fernbereich kommen. Zur Untersuchung dieser Störung werden verschiedene Wege beschritten, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden.

4.2 Abschätzung nach Waymouth (theoretisch)

Durch die Sondenmessung kommt es zu einer Verarmung von Ladungsträgern in der Sondenumgebung. Diese Störung ist dann klein, wenn die Ladungsträgerverluste zur Sonde möglichst schnell ersetzt werden. Nach J. F. Waymouth /18/ kann entschieden werden, ob die Sondenmessung zur Störung der Verteilungsfunktion der Ladungsträger führt oder nicht (Waymouth betrachtet nur Elektronen). Die Verteilungsfunktion muß durch Stoßprozesse ständig neu bevölkert werden, und zwar zumindest so schnell, wie eine Entvölkerung durch den Sondenstrom stattfindet. Die zu betrachtenden Zeiten beschreiben nun den Prozeß der Be- bzw. Entvölkerung der Verteilungsfunktion. Dabei ist der hochenergetische Teil der Verteilung besonders empfindlich gegenüber einer Störung, da die Wiederbevölkerung dieses Teiles länger dauert als die des niederenergetischen Teiles der Verteilung. Als charakteristische Verarmungszeitkonstante wird die in /18/ abgeleitete Zeit t_L gewählt:

$$t_L = \frac{5{,}8\ V}{A_p\ v} \quad \frac{mv^2/2}{kT_-} \tag{6.3}$$

Dabei ist V das Plasmavolumen, A_p die Sondenoberfläche, T_- die Elektronentemperatur und v die Geschwindigkeit der betrachteten Elektronen. Die Abhängigkeit t_L vom Sondenstrom I_p verbirgt sich in der kinetischen Energie $mv^2/2$, da diese über die Sondenspannung den Strom zur Sonde bestimmt.

Die Zeit, die erforderlich ist, um den hochenergetischen Teil einer Maxwellverteilung durch Coulombstöße bis zu einer Geschwindigkeit v zu bevölkern, ist nach Montgomery und Tidmann /47/ gegeben durch 1):

$$t_R = 2\pi\ \varepsilon_o^2\ m^2\ v^3\ /\ n_o\ e^4\ \ln\Lambda \tag{6.4}$$

$\ln\Lambda$ ist der Coulomb-Logarithmus; sein Wert ist abhängig von T_- und n_o und liegt i. A. in der Größenordnung von 10 . Das Kriterium von Waymouth für die Vernachlässigung einer Störung der beschriebenen Art lautet /18/:

$$t_L >> t_R \tag{6.5}$$

Die Zeiten t_L und t_R sind abhängig von der Geschwindigkeit v. Bei Sondenmessungen tragen erfahrungsgemäß nur Ladungsträger mit einer Energie $mv^2 \lesssim 10 \cdot (3kT_-/2)$ merklich zum gemessenen Strom bei.

---

1) Gl. 6.4 ist hier in eine Größengleichung umgerechnet worden, die für SI-Einheiten gilt. Die in /47/ für elektrostatische cgs-Einheiten gegebene Form erhält man aus Gl. 6.4, wenn $\varepsilon_o = 1/4\pi$ gesetzt wird.

Die dem ∿-Zeichen in der letzten Beziehung entsprechende Geschwindigkeit stellt den ungünstigsten Fall in der Ungleichung 6.5 dar. Bei den Parametern $T_- = 11600$ K, $n_o = 10^{17}$ m^{-3}, $A_p = 3 \cdot 10^{-6}$ m^2 und V $= 2 \cdot 10^{-3}$ m^{-3} berechnen sich die charakteristischen Zeiten nach Gl. 6.3 und 6.4 zu

$$t_L = 7{,}9 \text{ ms}$$

$$t_R = 0{,}22 \text{ µs}.$$

Das Kriterium in Form der Ungleichung 6.5 ist demnach erfüllt. In /18/ wird noch eine andere Formulierung des Kriteriums angegeben. Man findet sie, wenn Gl. 6.3 und 6.4 in die Ungleichung 6.5 eingesetzt werden, $\ln\Lambda = 10$ gesetzt und nach der Plasmadichte aufgelöst wird:

$$n_o >> 1{,}5 \cdot 10^8 \, T_-^2 \, A_p \, / \, V \qquad (6.6)$$

mit T_- in K und A_p in m^2. Setzt man die Parameter von oben ein, so findet man für die geforderte Dichte $n_o >> 3 \cdot 10^{13}$ m^{-3}. Die Dichte bei unseren Messungen lag je nach Entladungsstromstärke zwischen 10^{15} und 10^{17} m^{-3}, also deutlich höher als die in 6.6 bezeichnete Grenzdichte.

VI 4.3 Beeinflussung des Entladungsstroms

Zur Untersuchung des Einflusses der Sondenmessung auf den Entladungsstrom wurde die Meßschaltung in Abb. 6.16 aufgebaut. Über den Meßwiderstand R_M von 100 Ohm wird der Entladungsstrom I_E gemessen, während vom Mikro-Computer ein Spannungssprung auf die Sonde geschaltet wird. Bei der Messung werden zunächst bei der Spannung $U_H = U_{p1}$ 255 Werte im zeitlichen Abstand von 44,3 µs aufgenommen (Vormessung), und nach dem Schalten auf $U_H = U_{p2}$ folgen im Abstand von 22,4 µs weitere 765 Meßwerte (Hauptmessung).

Das diese Messung steuernde Programm ist identisch mit dem, welches zur Untersuchung der Sprung-Antwort einer Sonde (z. B. in Abb. 5.18) verwendet wurde. So wird auch hier über 255 Messungen vom beschriebenen Typ mit QRS gemittelt. Die Spannungen U_V und U_{p1} und U_{p2} wurden so eingestellt, daß die Sonde in der Vormessung im Ionen- und in der Hauptmessung im Elektronensättigungsbereich ist.

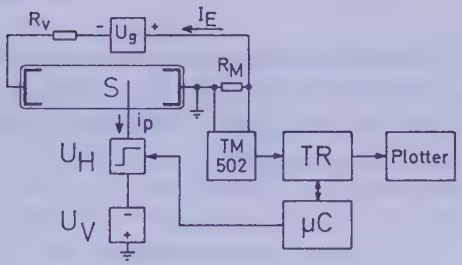


Abb. 6.14 Meßanordnung zur Untersuchung des Einflusses einer Sonde auf den Entladungsstrom

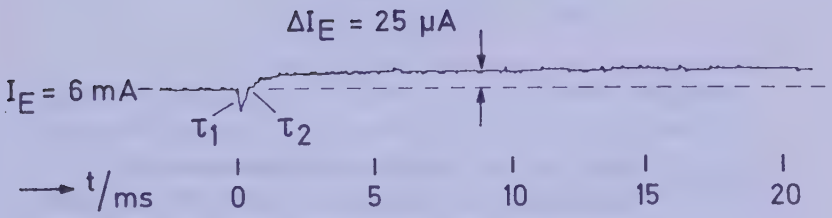


Abb. 6.15 Zeitlicher Verlauf des Entladungsstromes beim Pulsen der Spannung an einer Sonde bei I_E=6 mA und p=0,39 mbar in Neon. Das dargestellte Signal ergab sich nach der Mittelung über 255 Messungen.
Der Ursprung für das Unterschwingen des Entladungsstromes ist unbekannt.

In Abb. 6.15 ist der zeitliche Verlauf des Entladungsstromes während des Schaltens der Sondenspannung dargestellt. Nähere Einzelheiten werden im Text zur entsprechenden Abbildung gegeben.

Man erkennt, daß der in der Vormessung stationär auf I_E=6 mA eingestellte Entladungsstrom nach dem Schalten der Sondenspannung sich um etwa 25 µA erhöht:

Diese Änderung entspricht 0,4 % des anfänglichen Entladungsstroms. Dagegen geht der Sondenstrom i_p von i_{p+}=-30 µA auf i_{p-}=350 µA, was etwa 6,3 % von I_E ausmacht. Dieser gedämpfte Einfluß von i_p auf I_E läßt sich nach Abb. 6.16 wie folgt erklären:

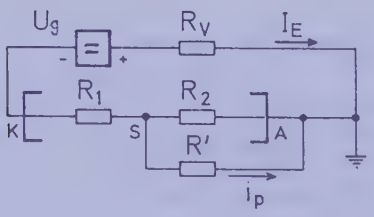


Abb. 6.16 Darstellung von Sonden- und Entladungskreis zur Erklärung des Einflusses von i_p auf I_E. R' im Sondenkreis stellt einen symbolischen Widerstand dar. Er repräsentiert die Sondenspannung und den statischen Raumladungsschichtwiderstand.

Ist die Sonde auf Floatingpotential, so ist i_p=0 und R'=∞ .I_E wird nur durch die Gesamtspannung U_g, durch den Vorwiderstand R_V und durch $R_{EO}=R_1+R_2$ bestimmt. Fließt nun bei einer anderen Spannung

über die Sonde ein Strom i_p, so kann, zusammen mit dem gleichzeitig gemessenen Spannungsabfall U_2 an R_2, ein äquivalenter Widerstand R' berechnet werden.

Mit den Daten der Messung in Abb. 6.15, die sich hier näherungsweise verwenden lassen (R_V=50 k Ω, U_g=795 V, I_{EO}=6 mA, U_2=-19,4 V, i_p=350 μA), erhält man R_1+R_2=82,5 k Ω und R'=55 k Ω . Der symbolische Widerstand R' wird also durch das Schalten der Sondenspannung von R'= ∞ auf R'= 55 kΩ verändert.

In welchem Maße sich die Sondenstromänderung i_p auf die Entladungsstromänderung $\Delta I_E=I_E-I_{EO}$ auswirkt, hängt im wesentlichen von dem Widerstandsverhältnis $F=R_1/R_2$ ab. Andererseits kann man aus den gemessenen Stromänderungen Δi_p und ΔI_E das Widerstandsverhältnis F bestimmen. Mißt man einmal bei Floatingpotential (U_{EO}, I_{EO}, i_p=0) und einmal bei Plasmapotential (U_E, I_E, $U_{R'}=U_2$, $\Delta i_p=i_p=i_{eo}$), so erhält man folgende Beziehung zwischen F, Δi_p und ΔI_E:

$$F+1 = \frac{R_1+R_2}{R_2} = \frac{\Delta i_p}{I_E}\left[\frac{k}{\frac{\Delta I_E}{I_{EO}} + 1 - k} + 1\right] \qquad (6.7)$$

mit $k=U_E/U_{EO}$=1. U_E bzw. U_{EO} ist die an R_E bzw. an $R_{EO}= R_1+R_2$ liegende Spannung U_g-U_V. Die zweite Messung muß bei Plasmapotential durchgeführt werden, da nur dann wegen des Fehlens der Raumladungsschicht die Sondenspannung U_R' gleich dem an R_2 liegenden Plasmapotential U_2 ist. Für k=1 erhält man folgende einfache Näherung von Gl. 6.7:

$$\frac{\Delta I_E}{\Delta i_p} \cdot \frac{R_2}{R_1+R_2} = \frac{1}{F+1} \qquad (6.8)$$

Nachdem sich $R_{EO}=R_1+R_2$ schon aus der Messung bei Floatingpotential bestimmen ließ, können jetzt mit Hilfe von F auch die Widerstände

R_1 und R_2 einzeln berechnet werden. Für Abb. 6.16 und i_p= 350 µA folgt aus Gl. 6.7 F=7,7, R_2=9,5 kΩ R_1=73 kΩ ; aus Gl. 6.8 F=13, R_2=5,9 kΩ , R_1= 76,6 kΩ . Die Näherungsformel 6.8 gibt die Verhältnisse somit größenordnungsmäßig richtig wieder.

Neben dieser statischen Änderung des Entladungsstroms ist auch ein Einschwingverhalten von $I_E(t)$ zu beobachten: der Strom I_E fällt zunächst und geht nach dem Erreichen eines Minimums exponentiell auf einen neuen stationären Wert über. Dieses Verhalten wurde auch bei anderen experimentellen Bedingungen (p,I_E) beobachtet, aber nicht weiter systematisch untersucht. Eine Erklärung für diesen Einschwingeffekt kann nicht gegeben werden.

4.4 Zwei-Sonden-Methode zur Untersuchung der Störung im Sondenumfeld

Das Ergebnis der Messung in VI 5.3 zeigt, daß offenbar die Störung des Plasmas durch eine Sonde aus einem statischen und einem dynamischen Anteil besteht. Zur weiteren Untersuchung dieser Störung beim Schalten der Spannung an einer Sonde wurde eine Anordnung gewählt, die mit zwei Sonden arbeitet.

Die elektrische Beschaltung des Entladungskreises und der beiden Sonden ist in Abb. 6.17 dargestellt. Es wurden zwei verschiedene Sondenkombinationen gewählt. Im Fall (1) wurde mit zwei konven-

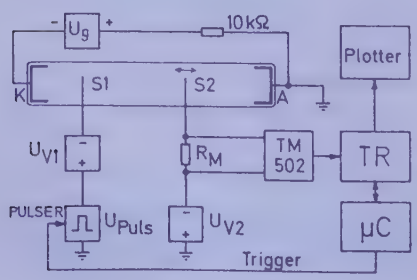


Abb. 6.17
Meßanordnung zur Untersuchung des Einflusses einer gepulsten Sonde auf das Plasma. Sonde S1 wirkt als "Sender", mit S2 als "Empfänger" wird die Störung detektiert.

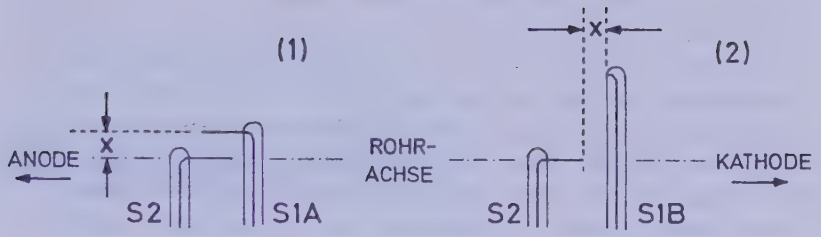


Abb. 6.18 Sondenanordnungen (1) und (2) zur Untersuchung der Störung des Plasmas durch eine gepulste Sonde. S2 wirkt als "Empfänger" und S1A bzw. S1B als "Sender". Sondenabmessungen siehe V 1.

tionellen Langmuir-Sonden gearbeitet. Die genaue Anordnung dieser Sonden ist in Abb. 6.18 links dargestellt. Im Fall (2) wird eine glasüberzogene Sonde als Sender verwendet. Sie ist identisch mit der Glasabschirmung der Sonde S1A (S1B wurde aus S1A hergestellt, indem der aktivere Teil entfernt wurde [1]).

---

1) Die eigenartige Gestalt der Sonde S1B entstand bei dem (un-) glücklichen Vorfall, als nach dem ungewollten Durchzünden der Entladung zur Sonde ihr aktiver Teil verglühte. Die mit dieser Sonde gewonnenen Ergebnisse werden hier dargestellt, weil sie uns interessant erscheinen. Weiterführende systematische Untersuchungen in der im folgenden beschriebenen Hinsicht mit speziell dazu hergestellten, völlig isolierten Sonden sind wünschenswert, konnten jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden.

Messung (1): Zwei konventionelle Langmuir-Sonden

Die Sondenanordnung und die elektrische Beschaltung der Sonden ist aus den Abb. 6.17 und 6.18 zu ersehen. Die Empfänger-Sonde wurde mit der Vorspannung U_{V2} in die Nähe des Plasmapotentials gebracht. Hier wird ein den Plasmabedingungen entsprechender konstanter Elektronenstrom registriert. Die Vorspannung U_{V1} der Sender-Sonde ist so gewählt, daß sie im stationären Zustand etwas negativ gegen das Floatingpotential ist. Bei diesem Potential fließt ein geringer Ionenstrom zur Sonde.

Beim Umschalten der Spannung U_{Puls} wird das Potential an der Sonde S1 (Sender) über das Floatingpotential U_{fl} bis zum Plasmapotential U_{Pl1} gebracht. Hier zieht die Sender-Sonde dann einen bestimmten Elektronenstrom. Dieser führt in der Umgebung des Senders zu einer Plasmastörung, die durch Messung des Sondenstroms zur Empfänger-Sonde S2 registriert wird. Der Abstand der Sonden beträgt hier x=2 mm.

Das Ergebnis der Messungen ist in Abb. 6.19 zu sehen. Im Bild oben ist das Empfangssignal dargestellt, das bei einem konstanten Potential (-19,26 V) der Sender-Sonde detektiert wird: dies entspricht einer Null-Messung. Sie zeigt, daß die Plasmadichte bei stationären Verhältnissen an den Sonden zeitlich konstant ist. Die beiden folgenden Aufnahmen zeigen den Empfängerstrom ohne Mittelung sowie nach Mittelung über z=255 Einzelmessungen, wenn am Sender die Spannung aus Abb. 6.19 unten geschaltet wird. Eine Auswertung der Einzelmessung ist wegen des extrem ungünstigen Nutz-Störsignal-Verhältnisses nicht möglich. Am gemittelten Empfängersignal erkennt man folgendes: Innerhalb von ca. 100 µs geht der Strom von einem Wert, der der Spannung $U_{p1}=U_{V1}=-19{,}26$ V entspricht, auf den $U_{p2}=U_{Puls}+U_{V1}=-12{,}9$ V entsprechenden Wert über. Diese Stromänderung ΔI_{S2} beträgt etwa 3 µA, sie kann auf einen Abfluß von Elektronen zur Sender-Sonde zurückgeführt werden, und nicht auf eine Veränderung des Gesamtplasmas (s. 4.2). Neben dieser statischen Änderung des Empfängerstromes erkennt man beim Schalten der Spannung ein "Überschwingen" (x=2 mm).

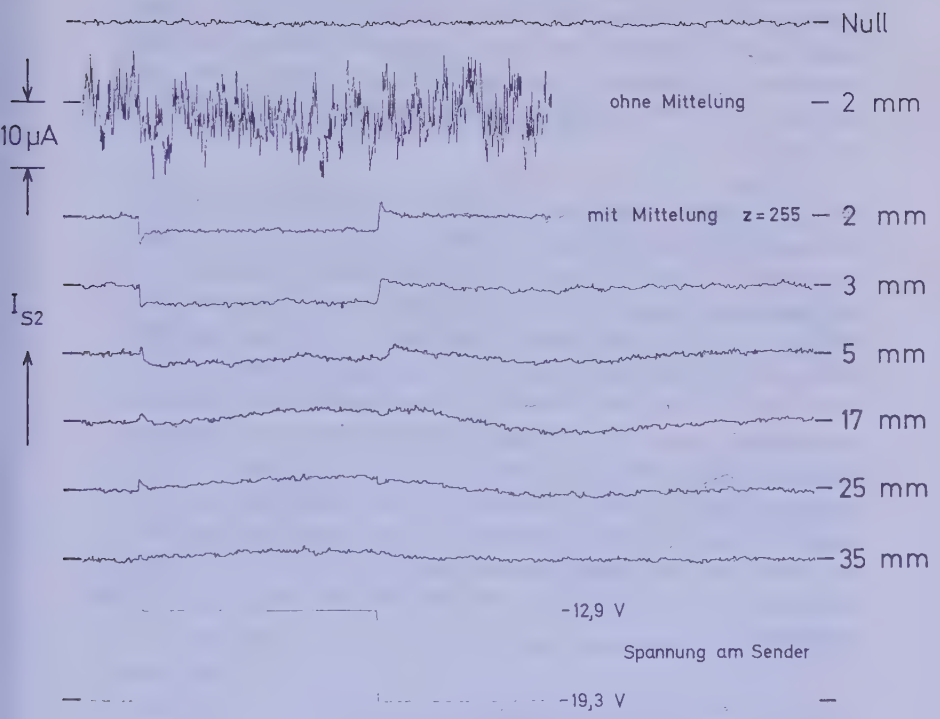


Abb. 6.19 Zur Untersuchung der Störung des Sondenumfeldes durch eine gepulste Sonde mit einer zweiten konventionellen Langmuir-Sonde. Zur Sondenanordnung und ihrer Beschaltung siehe Abb. 6.17 und 6.18. Von oben nach unten: Null-Signal, Empfangs-Signal ohne Mittelung, Empfangs-Signal mit Mittelung und QRS im Abstand x=2 mm; danach x=3, 5, 17, 25 und 35 mm; in der Abbildung ganz unten: Spannung am Sender.

Die Signale bei x=3 mm und x=5 mm zeigen noch deutlich eine Verringerung der Plasmadichte an, wenn die Sender-Sonde zum Plasmapotential gefahren wird. Mit zunehmendem Abstand zwischen Sender- und Empfänger-Sonde wird das bei kleinen Abständen ausgeprägte Rechteckprofil von I_{S2} immer mehr verschliffen. Bei x=35 mm ist nur noch eine schwache Modulation des Empfänger-Signals zu beobachten.

Auf die folgende Besonderheit soll noch hingewiesen werden. Bei kleineren Abständen, bei denen das Rechteckprofil in I_{S2} noch stark ausgeprägt ist, stellt sich nach dem Umschalten der Spannung der Empfängerstrom I_{S2}, wie bereits oben erwähnt wurde, erst nach einem "Oberschwingen" auf den neuen stationären Wert ein. Bei größeren Abständen (z. B. x = 5, 17, 25 mm in Abb. 6.19) ist eigentümlicherweise zunächst eine Änderung von I_{S2} in entgegengesetzter Richtung zu erkennen. Wird z. B. die Sendersonde in den Elektronenstrombereich gefahren, wodurch in ihrer Nähe ein Abfluß von Elektronen eingesetzt und eine Verringerung der Elektronendichte eintritt, steigt offenbar in einiger Entfernung von der Sender-Sonde zunächst die Dichte, um erst danach dem erwarteten Verlauf zu folgen. Dieses Verhalten wird bei den Messungen mit der glasüberzogenen Sender-Sonde deutlicher.

Messung (2): Konventionelle Empfänger-Sonde und glasüberzogene Sender-Sonde

Die experimentelle Anordnung bei diesen Messungen entspricht im wesentlichen der der Messung (1) (Abb. 6.17). Als Sender-Sonde wird hier ein glasüberzogener Draht verwendet. Die Orientierung von Sender- um Empfänger-Sonde ist aus Abb. 6.18 (2) zu ersehen.

Durch die Verwendung der glasüberzogenen Sender-Sonde wird das Plasma nicht durch einen statischen Strom beeinflußt. Dies ist aus der Messung in Abb. 6.20 ersichtlich. Eine Beeinflussung des Stroms I_{S2} durch unterschiedliche statische Potentiale an der Sender-Sonde

sind nicht zu beobachten; ΔI_{S2} ist etwa Null, da die "aktive" Sondenoberfläche nur 7,8 $10^{-3} mm^2$ (Schnittfläche des Drahtes) beträgt. Lediglich während der Umschaltzeiten der Spannung $U_p = U_{V1} + U_{Puls}$ am Sender registriert der Empfänger Stromspikes, die das gleiche Vorzeichen haben wie die "Oberschwinger", die bei Messung 1 mit der konventionellen Sender-Sonde beobachtet wurden.

Diese Messung zusammen mit der aus Abb. 6.20 läßt die Deutung der "Oberschwinger" bzw. Spikes im Empfängersignal als Verschiebungsströme zu, die durch die Kapazitäten über die Anordnung Sondenzuführung-Glasisolation-Raumladungsschicht-Plasma fließen. Eine evtl. mögliche elektromagnetische Kopplung zwischen Sender- und Empfängerkreis über die Zuleitungskabel konnte ausgeschlossen werden, da bei ausgeschalteter Entladung kein Empfangssignal gemessen wurde.

Mit zunehmendem Abstand x ist eine Verschleifung des primären Stromspikes zu beobachten. Gleichzeitig bildet sich ein weiterer (sekundärer) Spike mit entgegengesetztem Vorzeichen aus. Bei dem Abstand x=20 mm ist der primäre Spike fast vollständig verschwunden, der sekundäre ist stark ausgeprägt.

Das beschriebene Verhalten ist bei der negativen und positiven Flanke der Senderspannung entsprechend, wobei der Effekt der "Impulsumkehr" bei der negativen (ersten) Flanke deutlicher zu beobachten ist, da die Flankensteilheit der Senderspannung hier größer ist. Die Zeitkonstante für den Abfall des primären Spikes (bei der negativen Flanke) nimmt mit zunehmendem Abstand x von etwa 10 µs auf 88 µs (x=1 mm bzw. 20 mm) zu. Die Anstiegszeit des sekundären Spikes beträgt etwa 10 µs. Die Angabe der Anstiegszeiten erfolgt hier der Vollständigkeit halber; eine Deutung kann nicht gegeben werden.

Die Impulsumkehr wurde bereits bei der Messung (1) beobachtet (Abb. 6.19). Allerdings wird der Effekt dort durch den statischen Strom, der infolge der verwendeten konventionellen Sendersonde fließt, zu

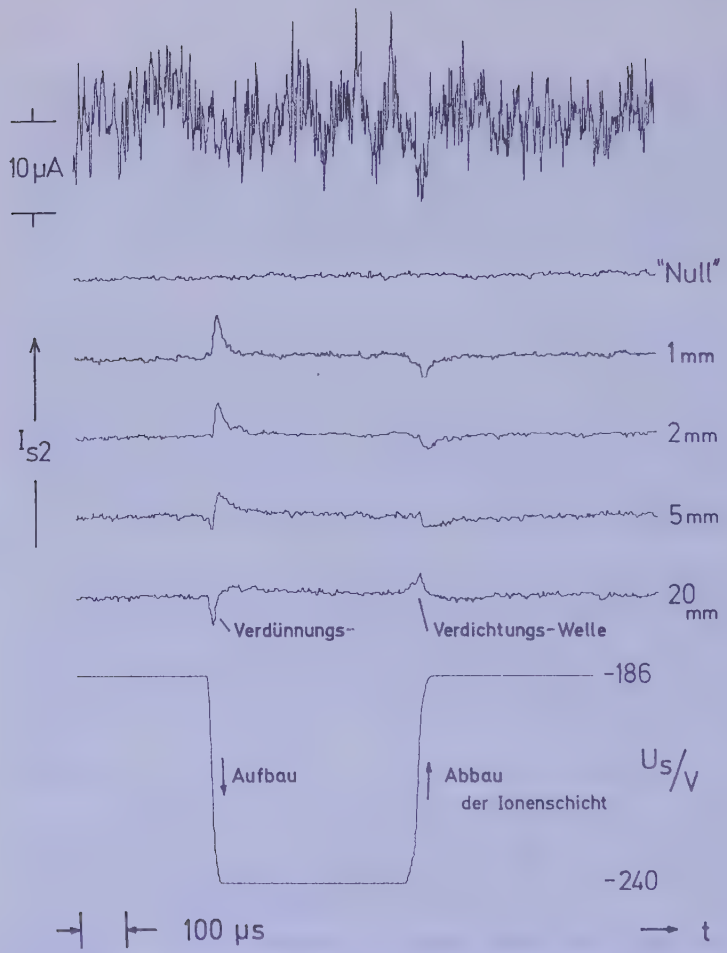


Abb. 6.20 Zur Untersuchung der Störung des Sondenumfeldes durch das Pulsen einer glasummantelten Sender-Sonde. Der Empfänger ist ein konventionelle Langmuir-Sonde. Sondenorientierung und Beschaltung s. Abb. 6.17 und 18.
Oben: ohne Mittelung, darunter: Nullmessung; es folgen Messungen in 1, 2, 5 und 20 mm Entfernung (jeweils über 255 Einzelmessungen gemittelt). Es zeigt sich eine Impulsumkehr des Empfangssignals. Unten: Spannungsverlauf am Sender.

einem großen Teil maskiert. Der Effekt ist bei Messung 2 auch deshalb stärker ausgeprägt, weil hier ein größerer Spannungssprung verwendet werden konnte. Er betrug ΔU_p=54,1 V gegenüber 7,4 V bei Messung 1.

Eine mögliche Erklärung für das unterschiedliche Verhalten des Empfängersignals bei verschiedenen Abständen kann in folgendem gesehen werden. Bei kleineren Abständen x überlappen sich die beiden Langmuir-Schichten der Sender- und Empfänger-Sonde (Messung 1) bzw. die Floating-Schicht der glasummantelten Sendersonde und die Langmuir-Schicht der Empfänger-Sonde (Messung 2). Hier ist bei beiden Messungen (1 und 2) zwischen den jeweiligen Sonden nur ein Gebiet mit Raumladungen vorhanden. Bei größeren Abständen überlappen sich die entsprechenden Schichten vor den Sonden nicht mehr, wodurch zusätzlich zwischen Sender und Empfänger ein Gebiet entsteht, in dem Quasineutralität herrscht.

Das Empfangssignal bei größeren Abständen von dem Sender (in Abb. 6.20 bei x=20 mm) läßt sich folgendermaßen erklären. Bei der negativen bzw. positiven Flanke der Spannung an der Sendersonde wird die Ionenschicht vor dem Sender vergrößert bzw. verkleinert. Dabei löst sich im ersten Fall eine ionenakustische Verdünnungswelle und im anderen Fall eine entsprechende Verdichtungswelle von der Sendersonde ab und breitet sich im Plasma aus. Ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit beträgt bei den vorliegenden Plasmabedingungen etwa 1-5 mm/µs [1]. Bei der zeitlichen Auflösung der Messungen (s. Abb.

---

1) Uns bekannte Literaturwerte für experimentell-bestimmte Ausbreitungsgeschwindigkeiten von ionenakustischen Wellen beziehen sich nicht auf Plasmabedingungen, die mit den bei uns vorliegenden identisch sind. Folgende Werte können dennoch als Richtwerte zum Vergleich herangezogen werden:
/51/: $n_e \approx 10^9 cm^{-3}$, $T_e \approx 2$ eV, T_i = 0,1 eV, v=2 mm/µs, Ar
/52/: $n_e \approx 10^9 cm^{-3}$, $T_e \approx 1$-4 eV, T_i = 0,1 eV, v= 5 mm/µs, Ar
/53/: $n_e \approx 10^9 cm^{-3}$, $T_e \approx 1$ eV, T_i = ?, v=1,4 mm/µs, Ar

6.20) wird die Laufzeit der Welle nicht aufgelöst. Die Verdichtung bzw. die Verdünnung des Plasmas wird am Ort des Empfängers durch die Abnahme bzw. die Zunahme des Elektronenstroms detektiert. Die relative Plasmadichteänderung beträgt 1 bis 2 %. Die Nachweisgrenze liegt im Promille-Bereich und wird dabei durch die 8-Bit-Auflösung der Strommessung begrenzt.

Wellenanregung mit glasüberzogenen Sonden und deren Nachweis mit konventionellen Sonden wurde u. a. von Schott und Chen /27/ durchgeführt. Unsere Beobachtungen decken sich bei größeren Abständen x qualitativ mit denen dieser Autoren. Allerdings waren dort Senderimpulse bis zu 1 kV notwendig, um ausreichende Signale registrieren zu können (Oszillograph, Einzelimpuls). Die Sendersonde hatte dort eine Länge von 30 cm.

Die Impulsumkehr im Empfangssignal bei einer Verringerung des Abstandes zwischen dem Sender und dem Empfänger wurde hier erstmals beobachtet.

Theoretisch wird das Ablösen einer solitären ionenaktustischen Welle von einer nach negativen Spannungen hin gepulsten Sonde durch verschiedenen Autoren (z. B. /41/) vorausgesagt. In der zitierten Arbeit wird die Ionen- und die Elektronendichte von einer Kugelsonde in Abhängigkeit des Abstandes von der Sonde zu verschiedenen Zeiten berechnet. Das wichtigste Ergebnis im Hinblick auf die Impulsumkehr ist die Aussage, daß der Entstehungsort der ionenakustischen Welle die Vorschicht und nicht die Langmuirschicht ist. Die Messungen in Abb. 6.20 können als experimentelle Bestätigung dieser Aussage angesehen werden.

Herrn Prof. Dr. Wiesemann /48/ danke ich für den Hinweis, daß sich die hier vorgestellten Meßergebnisse durch eine solitäre ionenakustische Welle deuten lassen.

VI 4.5 Entladungsschwingungen

Bei bestimmten Neutralgasdrucken und Entladungsstromdichten treten in Gasentladungen Entladungsschwingungen auf. In der positiven Säule sind sie auch als laufende Schichten bekannt, die sich als Dichtemodulation des Plasmas bemerkbar machen. Sie führen bei Sondenmessungen zu unerwünschten Oszillationen des Sondensignals. Durch geeignete Wahl des Druckes und der Stromdichte lassen sich diese permanenten Schwingungen vermeiden.

Die Verhältnisse können sich ändern, wenn mit der Sonde Impulsmessungen durchgeführt werden. In Grenzbereichen, in denen unter stationären Verhältnissen noch keine Schwingungen auftreten, können durch das Schalten der Sondenspannung entweder gedämpfte oder ungedämpfte Entladungsschwingungen angefacht werden (Carlson et.al. /23/). Bei unseren Untersuchungen wurde dieser Effekt nur beim Schalten vom Ionenstrom in den Elektronenstrom beobachtet. Die Messungen im Ionenstrombereich der Kennlinie im Hinblick auf Oberflächenverunreinigungen werden somit nicht durch angefachte Schwingungen oder durch bereits vorhandene (laufende Schichten) beeinflußt.

Der Einfluß von laufenden Schichten und von angefachten Schwingungen auf den Impulsstrom zu einer Sonde im Elektronenstrombereich, sowie die Wirksamkeit der Mittelwertbildung mit QRS, wird in den Abbildungen 6.21 und 6.22 dokumentiert. Die Messungen wurden mit dem Programm PT durchgeführt, mit dem auch die Messung in Abb. 6.3 aufgenommen wurde. Im oberen Teil von Abb. 6.21 (ohne Mittelung) erkennt man, daß der Sondenstrom infolge laufender Schichten hier mit einer Frequenz von 4,9 kHz moduliert ist. Die Modulation wird durch die Mittelung mit QRS weitgehend unterdrückt, da der Schaltvorgang nicht mit den laufenden Schichten korreliert ist (Abb. 6.21 unten, z=255).

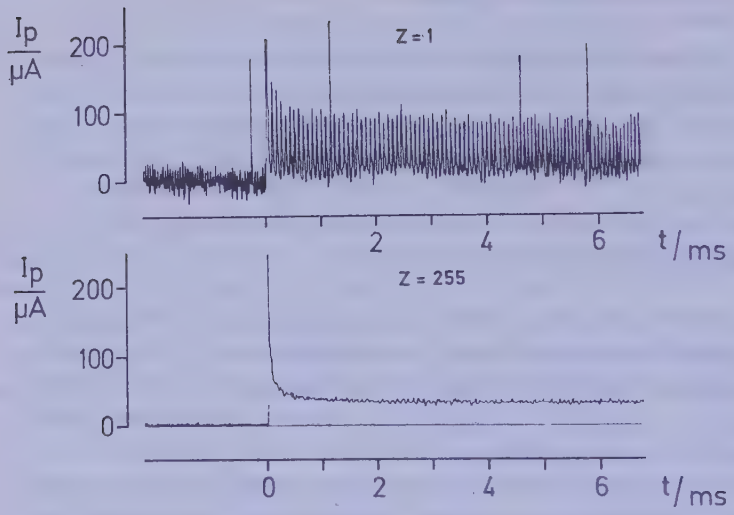


Abb. 6.21 Der Einfluß von laufenden Schichten auf den Impulsstrom einer Langmuir-Sonde (oben), und die Unterdrückung dieses Einflusses durch Mittelung über z=255 Einzelmessungen (unten), bei 1,1 mbar Neon und einem Entladungsstrom von 10 mA.

Abb. 6.22 zeigt den Fall von angefachten, gedämpften Schwingungen bei Sprungspannungen unterschiedlicher Amplitude. Da die Schwingung durch die Mittelung mit QRS (hier stets z=255) nicht unterdrückt wird, muß sie mit dem Schalten der Spannung korreliert sein. Man erkennt, daß die Schwingung erst beim Schalten in den Elektronenstrom auftritt und dann nach etwa 15 Perioden bis auf den Restrauschpegel gedämpft wird (ν =3,2 kHz).

Das Verfahren der Mittelwertbildung mit QRS bietet also nicht nur die Möglichkeit, den Einfluß von laufenden Schichten zu unter-

drücken, sondern auch die Möglichkeit angefachte Schwingungen aus diesem Störuntergrund herauszufiltern.

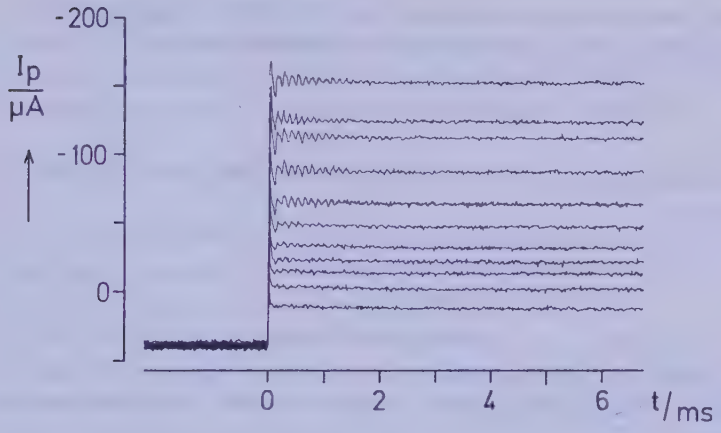


Abb. 6.22 Zur Untersuchung von angefachten Schwingungen beim Schalten des Sondenstromes aus dem Ionenstrom in den Elektronenstrom bei den Plasmabedingungen P=0,5 mbar Neon und I_E=10 mA. Die Signale unterscheiden sich im Spannungshub Δu.

A1 GRUNDLAGE DER ADMITTANZ-METHODE für die einfache Ersatzschaltung ohne Plasmawiderstand

Bei der Admittanz-Methode betrachtet man die Sonden-Plasma-Anordnung zunächst formal als einen Kondensator mit dem Leitwert

$$Y = j\,\omega\,C$$

Da die Anordnung von einem Medium erfüllt ist, gilt für die Kapazität:

$$C = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\,C_0$$

Dabei ist ε bzw. ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Mediums bzw. des Vakuums. C_0 ist die geometrische Kapazität. Die Verluste des Kondensators werden durch einen komplexen Ansatz für ε berücksichtigt.

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$$

Der Leitwert schreibt sich dann

$$Y = j\,\omega\,\frac{C_0}{\varepsilon_0}\,(\,\varepsilon' - j\varepsilon''\,) \qquad \text{(A1.1)}$$

Andererseits läßt sich ein verlustbehafteter Kondensator durch eine Parallelschaltung $C_p//G_p$ beschreiben, deren Leitwert sich als

$$Y = G + j\,\omega\,C \qquad \text{(A1.2)}$$

anschreiben läßt. Aus Gl. A1.1 und A1.2 folgt

$$\kappa' := \varepsilon'/\varepsilon_0 = C/C_0 \qquad \text{(A1.3)}$$

$$\kappa'' := \varepsilon''/\varepsilon_0 = G/\omega C_0 \qquad \text{(A1.4)}$$

Andererseits läßt sich für eine beliebige RC-Kombination der Leitwert in folgender Form angeben

$$Y_g = \mathrm{Re}(Y_g) + j\ \mathrm{Im}(Y_g) \qquad \text{(A1.5)}$$

Der Realteil und der Imaginärteil ist dabei i. a. frequenzabhängig; d. h. eine beliebige RC-Kombination läßt sich für eine bestimmte Frequenz durch eine Perallelschaltung der Art $C_p//G_p$ darstellen.

$$Y_g = G_p(\omega) + j\,\omega C_p(\omega) \qquad \text{(A1.6)}$$

Die Admittanz-Methode bei der Untersuchung der Sonden-Plasma-Anordnung basiert nun auf der Ermittlung der relativen Dielektrizitätskonstanten (DK, A1.3) und der relativen Verluste (A1.4).

Hierbei wird die Sondenspannung mit einer sinusförmigen Wechselspannung moduliert und der Wirk- und Blindleitwert G_R bzw. C_R der äquivalenten RC-Reihenschaltung (Index R) als Funktion der Modulationsfrequenz gemessen. Die gemessenen Frequenzgänge $G_R(\omega)$ und $C_R(\omega)$ lassen sich dann in die entsprechenden Parallelwerte $G_p(\omega)$ und $C_p(\omega)$ umrechnen. Damit sind dann die relative DK und die relativen Verluste bestimmt.

Im Folgenden sollen die Dispersionsrelationen des Zweischicht-Kondensators angegeben werden /43/. Sie stellen die Grundlage der Admittanz-Methode dar.

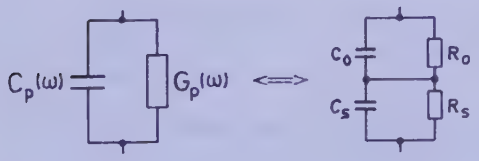


Abb. A1.1
Zweischicht-Kondensator (rechts) und eine Ersatzschaltung (links). Die Schaltungen sind für ein ω und bestimmte Werte R_0 ... C_s äquivalent.

Mit den Definitionen aus Gl. A1.3 und A1.4 läßt sich der Gesamtleitwert der obigen Parallelschaltung ($C_p(\omega)//G_p(\omega)$) schließlich in der in der Literatur üblichen Form angeben:

$$Y_g = C_0 (j\omega\kappa' + \omega\kappa'') \tag{A1.7}$$

Die Berechnung des Leitwertes des Zweischicht-Kondensators aus Abb. A1.1 ergibt:

$$\text{Re } Y_g = \frac{1-\omega^2\tau_0\tau_s + \omega^2(\tau_0+\tau_s)}{(R_0+R_s)(1+\omega^2\tau^2)} \tag{A1.8}$$

$$\text{Im } Y_g = \frac{(\tau_s+\tau_0-\tau) + \omega^3\tau_0\tau}{(R_0+R_s)(1+\omega^2\tau^2)} \tag{A1.9}$$

mit $\tau_0=R_0C_0$, $\tau_s=R_sC_s$ und τ nach Gl. 4.7 (S.37). Durch Vergleich von Gl. A1.7 mit A 1.8 und A1.9 erhält man

$$\kappa' = \kappa'_\infty \left[1 + \frac{k}{1+\omega^2\tau^2} \right] \tag{A1.10}$$

$$\kappa'' = \kappa'_\infty \left[\frac{\tau}{\omega\tau_0\tau_s} + \frac{k\cdot\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2} \right] \tag{A1.11}$$

Hierbei wurden die folgenden Abkürzungen aus /43/ verwendet

$$\kappa'_{st} = \frac{\tau_s+\tau_0-\tau}{C_0(R_0+R_s)} = \lim_{\omega\to 0} \kappa' \qquad \text{statische rel. DK}$$

$$\kappa'_\infty = \frac{\tau_0\tau_s}{C_0(R_0+R_s)\tau} = \lim_{\omega\to\infty} \kappa' \qquad \text{optische rel DK}$$

$$k = (\kappa'_{st}-\kappa'_\infty)/\kappa'_\infty$$

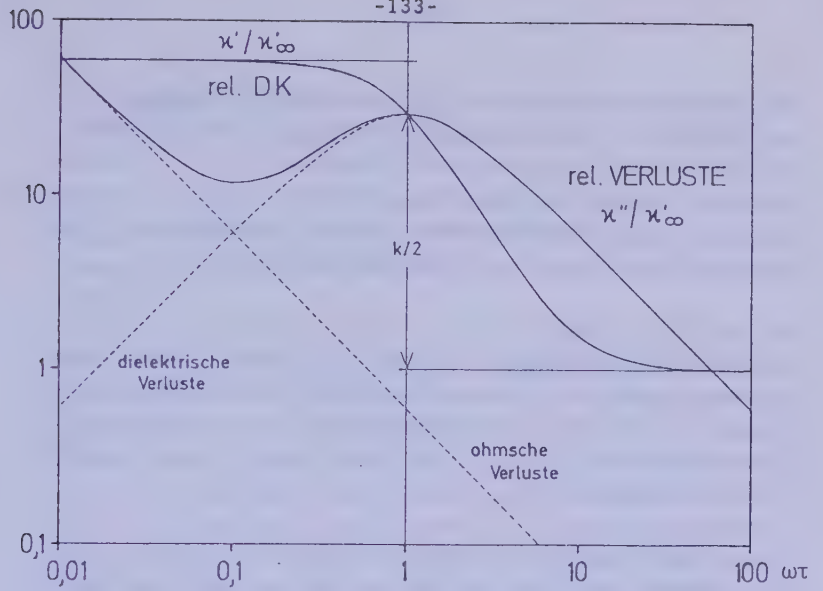


Abb. A1.2 Normierte Dielektrizitätskonstante (DK) und Verluste des Zweischicht-Kondensators aus Abb. A1.1 nach den Gleichungen A1.10 und A1.11. Den Rechnungen liegen die Werte R_0=500 kΩ , R_s=5 kΩ , C_0=300 pF und C_s = 5 pF zugrunde.

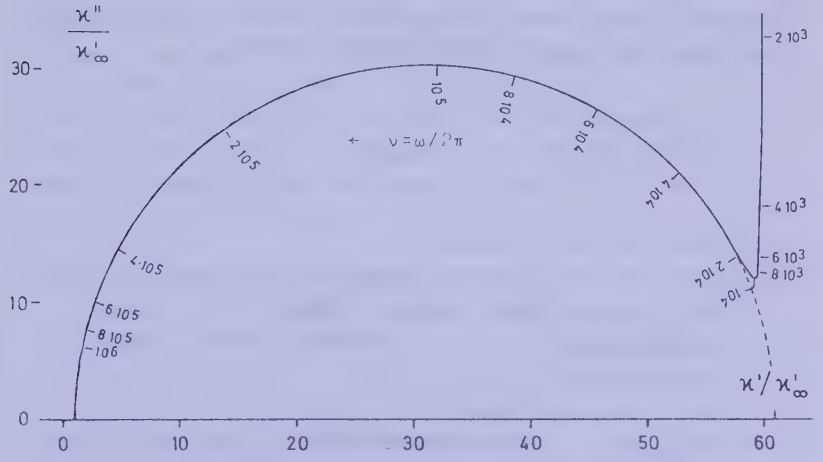


Abb. A1.3 Ortskurvendarstellung der normierten DK und der Verluste des Zweischicht-Kondensators (Werte wie in Abb. A1.2).

Die Funktionen von κ'/κ'_∞ und κ''/κ'_∞ sind in Abb. A1.2 gegen $\omega\tau$ aufgetragen. Eine in diesem Zusammenhang häufig verwendete Darstellung der Verluste und der DK ist deren Ortskurve in Abb. A1.3. Bei der Anwendung der Admittanz-Methode kann die Zeitkonstante τ aus Meßkurven von κ' und κ'' (entsprechend Abb. A1.2) prinzipiell ermittelt werden. Hierzu bieten sich verschiedene Möglichkeiten an.

Aus Gl. A1.10 folgt $\left(\kappa'/\kappa'_\infty - 1\right)_{\omega\tau=1} = k/2$. Um τ aus κ' zu bestimmen, ist es notwendig, die Grenzwerte κ'_{st} und κ'_∞ hinreichend genau zu kennen. Dazu muß die Frequenz über etwa drei bis vier Dekaden (s. Abb. A1.2) durchlaufen werden. Bei der Messung mit Leitwertmeßbrücken ist die Ermittlung von $\kappa'(\omega\to o)=\kappa'_{st}$ wegen begrenzter Meßbereiche i. a. ungenau /21/.

Sofern das Maximum der rel. Verluste κ''/κ' wie z. B. in Abb. A1.2 gut ausgeprägt ist, kann die Zeitkonstante aus der Lage dieses Maximums auf der Frequenzachse bestimmt werden. Es gilt

$$(\kappa''/\kappa')_{\omega\tau=1} = (\kappa''/\kappa')_{max} = k/2$$

Sind die dielektrischen Verluste klein gegenüber den ohmschen Verlusten [1] oder in deren Größenordnung [2], so ist die Bestimmung der Zeitkonstanten τ mit größeren Fehlern behaftet.

---

1) Bei R_S=0,5 MΩ , anderen Bauelementen wie in Abb. A1.2, sind die dielektrischen Verluste gegen die ohmschen zu vernachlässigen: κ'' ist eine fallende Gerade; in Abb. A1.2 gestrichelt.

2) Bei R_S=50 kΩ, anderen Bauelementen wie in Abb. A1.2, ist das Maximum bei κ'' nicht mehr ausgeprägt; es zeigt sich nur noch eine schwache Schulter.

A2 GEGENOBERSTELLUNG VON ADMITTANZ-METHODE UND IMPULS-METHODE für die Ersatzschaltung mit Plasmawiderstand

Die Admittanz-Methode und die Impuls-Methode zur Untersuchung der Sonden-Plasma-Anordnung sind einander mathematisch äquivalent. Der Zusammenhang wird bekanntlich durch die Laplace-Transformation hergestellt.

Im Zusammenhang mit der Untersuchung von Sonden-Oberflächenverunreinigungen wurde in der Literatur bisher nur die Admittanz-Methode angewendet. In der theoretischen Beschreibung wird dabei der Plasmawiderstand vernachlässigt. Die Verluste werden durch einen Abfall mit $\omega\tau$ und einem Relaxationspeak bei $\omega\tau=1$ beschrieben. Die relative DK besitzt hier für $\omega\to 0$ und $\omega\to\infty$ endliche Werte. In der Ortskurvendarstellung ergibt sich ein Halbkreis mit einer Singularität bei kleinen Frequenzen (s. auch Abb. A1.1 und A1.2).

Die Anordnung entspricht dem Maxwell-Wagner-Zweischicht-Kondensator. Der Impulsstrom relaxiert entsprechend mit nur einer Zeitkonstanten.

Bei der theoretischen Beschreibung des Impulsstromes in IV.2 wurde in der Ersatzschaltung der Sonden-Plasma-Anordnung zusätzlich ein Serienwiderstand berücksichtigt. Der Impulsstrom zeigt dadurch ein Relaxationsverhalten, das durch zwei Zeitkonstanten beschrieben wird. Zum Zwecke der Vollständigkeit beim Vergleich der genannten Methoden werden für diese erweiterte Ersatzschaltung die relativen Verluste und die relative DK berechnet:

$$\frac{\kappa'}{\kappa'_{st}} = \frac{1+A\Omega^2}{(1-B\Omega^2)^2 + C\Omega^2} \qquad \text{rel. DK} \qquad (A2.1)$$

$$\frac{\kappa''}{\kappa'_{st}} = \frac{D\Omega^4+E\Omega^2+F}{\Omega((1-B\Omega^2)^2 + C\Omega^2)} \qquad \text{rel. Verluste} \qquad (A2.2)$$

Dabei wurde die relative DK κ'_{st} als Normierungsgröße verwendet:

$$\kappa'_{st} := \lim_{\omega \to o} \kappa' = \frac{C_s}{C_0} \quad \frac{WX+1}{(X+Y+1)^2}$$

Ferner wurden die folgenden Abkürzungen eingeführt:

$$A = \frac{W(W+1)}{WX+1} \qquad B = \frac{WY}{X+Y+1}$$

$$C = \left[\frac{W(1+Y)+X+Y}{X+Y+1} \right]^2 \qquad D = \frac{W^2 Y}{WX+1}$$

$$E = \frac{W^2(1+Y)+X+Y}{WX+1} \qquad F = \frac{1+X+Y}{WX+1}$$

$$\Omega = \tau_s \, \omega \qquad X = R_0/R_s$$

$$Y = R/R_s \qquad W = \tau_0/\tau_s$$

Die relative DK und die relativen Verluste gemäß Gl. A2.1 bzw. Gl. A2.2 sind in Abb. A2.1 bzw. Abb. A2.2 analog zu Abb. A1.2/3 dargestellt. Die Rechnungen wurden mit W=6000, X=100 und Y=0,01 durchgeführt. Die entsprechenden Funktionen für R=0 (entspricht Y=0) sind gestrichelt eingezeichnet. Zu beachten ist, daß κ' und κ'' in Abb. A1.2/3 - wie in der Literatur üblich - auf κ'_∞ normiert wurden. Bei R≠0 ist diese Normierung nicht möglich, da κ'_∞ (R≠0)=0 ist.

Durch die Berücksichtigung eines Widerstandes R≠0 erhält man für κ' und κ'' folgende Unterschiede im Vergleich zur Rechnung mit R=0: κ'verläuft für kleine ω zunächst wie κ'(R=0) und knickt dann in einer doppel-logarithmischen Darstellung bei ω_2 nach Null ab. κ''verläuft ebenfalls für kleine ω wie κ''(R=0).

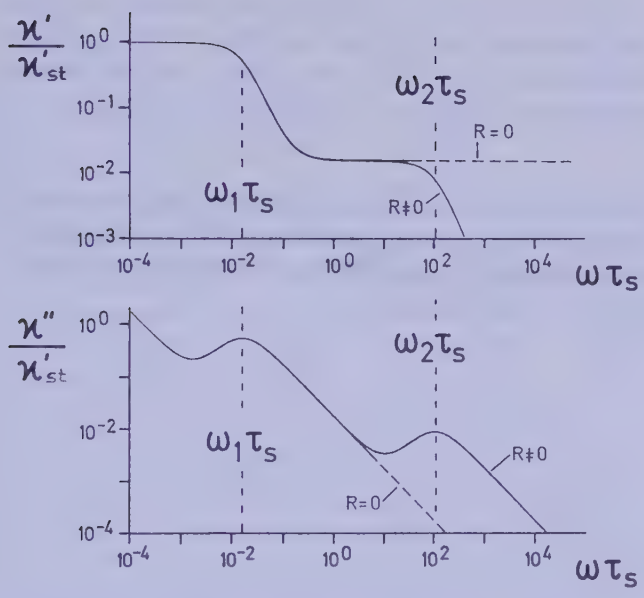


Abb. A2.1 Normierte Dielektrizitätskonstante κ'/κ'_{st} bzw.
A2.2 Verluste κ''/κ'_{st} der Ersatzschaltung aus Abb. 5.6 (gestrichelte Kurven für R=0).

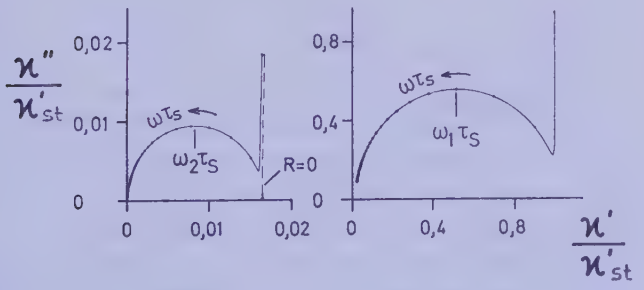


Abb. A2.3 Ortskurvendarstellung von κ'/κ'_{st} und κ''/κ'_{st}. Beachte: zwei verschiedene Maßstäbe mit jeweils äquidistanten Frequenzmarken. Rechnungen nach Gl. A2.1/2 mit X=100, Y=0,01 und W=6000.

Bei der Frequenz ω_2 tritt ein zweiter Relaxationspeak auf. Diese beiden Relaxationspeaks entsprechen den beiden Zeitkonstanten im Impulsstrom i(t). In der Ortskurvendarstellung in Abb. A2.3 erscheinen die Relaxationen in der ihnen charakteristischen Form der "Halbkreise".

In Abb. A2.4 wird eine schematische Gegenüberstellung der Admittanz- und der Impuls-Methode gegeben. Damit bietet sich die Möglichkeit, die hier neu vorgestellte Impuls-Methode leichter mit der Admittanz-Methode vergleichen zu können.

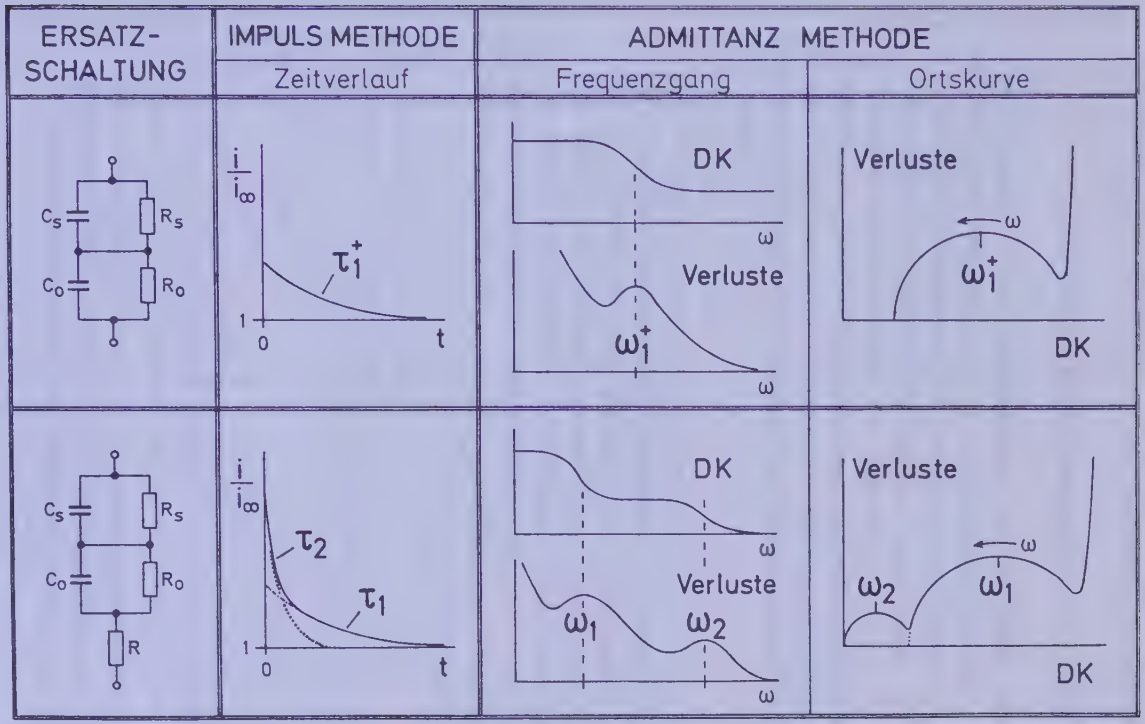


Abb. A2.4 Die Impuls- und Admittanz-Methode zur Untersuchung der Sonden-Plasma-Anordnung in einer schematischen Gegenüberstellung. Oben: Maxwell-Wagner-Zweischicht-Kondensator und unten: die Erweiterung um einen Serienwiderstand R.

A3 DISKUSSION DER RECHNUNGEN ZUM IMPULSSTROM AUS IV 3

A3.1 Der Einfluß der Adsorbatschichtdicke auf den Impulsstrom

Der auf der Grundlage der Ersatzschaltung Abb. 4.6 berechnete Impulsstrom wird in komplizierter Weise durch die Größen R_o, R_s, R, C_o und C_s bestimmt. Im Hinblick auf die Anwendung der Impuls-Methode bei der Untersuchung von Verunreinigungsschichten auf Sonden ist eine Diskussion des Einflusses der Verunreinigungsschichtdicke auf den Impulsstrom für das Verständnis hilfreich und soll daher hier durchgeführt werden. Als Maß für die Schichtdicke wird bei den Überlegungen der Widerstand R_o betrachtet, was die Darstellung vereinfacht.

In IV 2.3 wurde der Impulsstrom i(t) bei zeitunabhängiger Raumladungsschicht und einer aufgeprägten Sprungspannung berechnet. Der normierte Strom $i(t)/i_\infty$ ist eindeutig durch die Größen $\tau_{1,2}$ und $\kappa_{1,2}$ bestimmt. Es soll der Zusammenhang zwischen $i(t)/i_\infty$ und der Adsorbatschichtdicke r_o betrachtet werden. Verwendet man die Abkürzungen für X, Y, und W aus Anhang A2, so erhält man aus den Gleichungen 4.32 und 4.35 für $\tau_{1,2}$ bzw. $\kappa_{1,2}$ die folgenden Beziehungen A3.1 und A3.2:

$$p_{1,2}' := p_{1,2} \cdot \tau_s = -\frac{W(1+Y)+X+Y}{2WY} \pm \sqrt{\left[\frac{W(1+Y)+X+Y}{2WY}\right]^2 - \frac{1+X+Y}{WY}} \qquad \text{(A3.1)}$$

$$\kappa_{1,2}' := \frac{\kappa_{1,2}}{\Delta U_E/U_{E2}} = \pm\frac{1+X+Y}{WY} \cdot \frac{1}{p_1'-p_2'} \cdot \left[\frac{1}{p_{1,2}'} - 1\right] \cdot \left[1 + W \cdot p_{1,2}'\right] \qquad \text{(A3.2)}$$

Bei unserer Betrachtung werden R_s, C_s sowie τ_s und darüberhinaus $Y=R/R_s$ als konstant angenommen. Bei einer Änderung der Schichtdicke r_o ändert sich R_o und C_o analog zu den Gleichungen 4.12 a/b wie

$$R_o = \ln(r_o/r_p) + 2\pi\sigma\, l_p \qquad \text{(A3.3a)}$$

$$C_o = 2\pi\varepsilon\, l_p \,/\, \ln(r_o/r_p) \qquad \text{(A3.3b)}$$

Das Produkt $R_oC_o = \tau_o$ ist unabhängig von der Schichtdicke und nur abhängig vom Adsorbat

$$\tau_o = R_oC_o = \varepsilon/\sigma = \text{const} \qquad \text{(A3.4)}$$

Die Änderung der Adsorbatschichtdicke r_o kann durch die normierte Variable $X=R_o/R_s \sim \ln(r_o/r_p)$ beschrieben werden. C_o/C_s ist dann durch Gl. A3.4 festgelegt. Für die Zeitkonstanten $\tau'_{1,2}$ folgen die Beziehungen:

$$\tau'_{1,2} := \frac{\tau_{1,2}}{\tau_s} = \frac{a+X}{2(b+X)} \pm \sqrt{\left[\frac{a+X}{2(b+X)}\right]^2 - \frac{c}{b+X}} \qquad \text{(A3.5)}$$

mit $a = W(1+Y)+Y$, $b = 1+Y$ und $c = WY$. Für $X\to 0$ und $X\to\infty$ lassen sich die Grenzwerte für die Zeitkonstanten angeben

$$\lim_{X\to 0} \tau'_{1,2} =: \tau'_{1,2}(X=0) = \frac{a}{2b}\left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{4cb}{a^2}}\right] \qquad \text{(A3.6)}$$

$$\lim_{X\to\infty} \tau'_{1,2} = 1\ ,\ 0 \qquad \text{(A3.7)}$$

Den berechneten Verlauf von $\tau'_{1,2}$ nach Gl. A3.5 zeigen die Abbildungen A3.1a/b. Den Rechnungen wurden die folgenden Parameter zugrundegelegt

$$W = \tau_o/\tau_s = 6000 \quad \text{und} \quad Y = R/R_s = 10^{-4} \ldots 10^{+4}$$

X wurde im Bereich von 10^{-2} bis 10^{+8} variiert. Aufgetragen ist $\log(\tau'_{1,2})$ gegen $\log(X)$ für das konstante W. Y ist Parameter der dargestellten Kurvenscharen. Man erkennt hier: $\tau'_{1,2}(X \to 0) = 100{,}1$ sowie $\tau'_{1,2}(X \to \infty) = 1{,}0$ entsprechend Gl. A3.6 bzw. A3.7.

In Abb. A3.2a/b ist $\kappa'_{1,2}(X)$ nach Gl. A3.2 doppel-logarithmisch aufgetragen. Die Werte für W und Y sind die gleichen wie in Abb. A3.1a/b. Man erkennt, daß κ'_1 im dargestellten Bereich von X abhängig ist. Solange $R > 1$, ergibt sich hier auch eine Abhängigkeit $\kappa'_1(Y)$.

κ'_2 ist für $X < 1$ praktisch unabhängig von X und näherungsweise gleich $1/Y = R_s/R$. Erst für $X > 1$ ergibt sich eine Abhängigkeit κ'_2 von X. Für kleine Werte von Y (< 1) ergeben sich in der doppel-logarithmischen Darstellung annähernd parallele Geraden mit der Steigung 1. Für $Y > 1$ ist der Zusammenhang $\kappa'_2(X)$ komplizierter.

Neben den Rechnungen mit W=6000 wurden auch entsprechende Rechnungen mit $W = 10^{-2}$, 10^{-1}, 1, 10 und 100 durchgeführt. Dabei ergaben sich für $\tau'_{1,2}$ und $\kappa'_{1,2}$ jeweils ähnliche Verläufe wie in Abb. A3.1a/b und A3.2a/b für W=6000 gezeigt wurde. Eine Ausnahme liegt bei W=1 vor. Hier ist τ'_1 und κ'_1 Null, so daß der Impulsstrom die einfache Form $i(t)/i_\infty = 1 + \kappa_2 \cdot \exp(-t/\tau_2)$ annimmt.

Im Wertebereich X aus $(10^{-2}, 10^4)$ und Y aus $(10^{-4}, 10^4)$ ergaben die Rechnungen für einen unipolaren Spannungssprung für $\kappa'_{1,2}$ stets positive Werte; in den genannten Wertebereichen ist die Sprung-Antwort vom Typ 1 (s. Abb. 4.10).

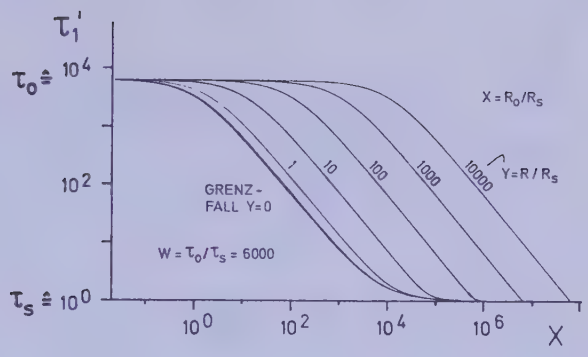


Abb. A3.1a Zeitkonstante τ'_1 nach Gl. A3.5 als Funktion von X mit Y als Parameter. Für ein festes X liegt τ'_1 zwischen $\tau'_1(R=0)$, der Zeitkonstanten des Maxwell-Wagner-Kondensators, und τ_0. τ'_1 liegt stets zwischen τ_0 und τ_s.

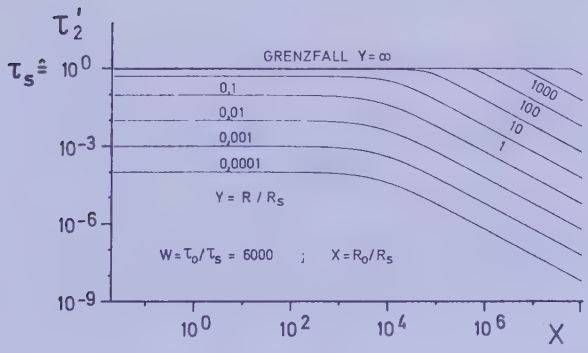


Abb. A3.1b Zeitkonstante τ'_2 nach Gl. A3.5 als Funktion von X mit Y als Parameter. Für ein festes X liegt τ'_2 zwischen $\tau_s(R\to\infty)$ und Null ($R\to 0$ entsprechend dem Maxwell-Wagner-Kondensator).

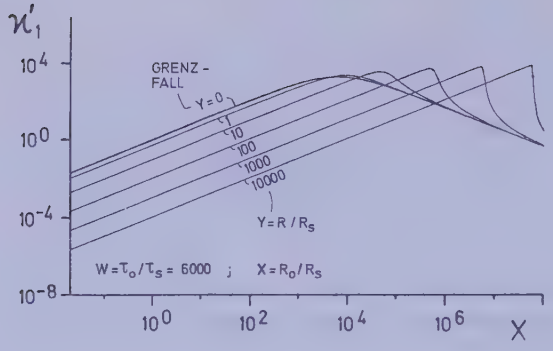


Abb. A3.2a Normierter Strom κ'_1 nach Gl. A3.2 als Funktion von X mit Y als Parameter. Für Y→0 ergibt sich eine Grenzkurve; sie entspricht dem Verlauf bei dem Maxwell-Wagner-Kondensator. I.A. fällt κ'_1 mit steigendem Y und fallendem X.

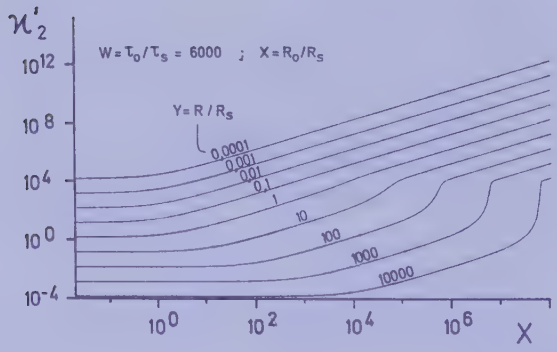


Abb. A3.2b Normierter Strom κ'_2 nach Gl. A3.2 als Funktion von X mit Y als Parameter. κ'_2 steigt mit fallendem Y und steigendem X. Für Y→0 konvergiert κ'_2 nicht gegen eine Grenzkurve.

A3.2 Näherungsformeln für die Zeitkonstanten bei kleinem Widerstand ($R<<R_o$, $R<<R_s$)

Im allgemeinen gilt $R_s>>R$ (vergl.S.111). Falls die Verunreinigungsschichtdicke oder der spezifische Widerstand des Verunreinigungsmaterials so groß ist, daß auch $R_o>>R$ ist, lassen sich für die Beschreibung des Impulsstromes Näherungsformeln heranziehen, die im Folgenden abgeleitet werden sollen. Definiert man $\zeta=4\beta/\alpha^2$ in Gl. 4.32 und setzt α und β aus Gl. 4.18 mit $g(t)=1$ ein, so findet man den Grenzwert

$$\lim_{R\to 0} \zeta = 0$$

Für kleines R gilt somit für die Wurzel in Gl. 4.32 die Näherung $\sqrt{1-\zeta}=1-\zeta/2$ und für die Zeitkonstanten

$$\tau_1 = \alpha/\beta - 1/\alpha \qquad \text{und} \qquad \tau_2 = 1/\alpha$$

Setzt man hier die Ausdrücke für α und β ein und vernachlässigt R gegen R_o und R_s, so folgt

$$\tau_1 = \tau_{MW} - \tau_2 \tag{A3.8a}$$

$$\tau_2 = R\,(C_oC_s/(C_o+C_s)) \tag{A3.8b}$$

Dabei ist τ_{MW} die Zeitkonstante, die sich für den Maxwell-Wagner-Zweischichtkondensator ergibt. τ_{MW} ist identisch mit dem Ausdruck in Gl. 4.7.

Bei stark kontaminierter Oberfläche ergeben sich bei dem betrachteten Fall (kleines R) wegen $R_o>> R_s$ und $C_o>> C_s$ entsprechend Gl. 4.8a/b

$$\tau_1 = R_sC_o - RC_s \tag{A3.9a}$$

$$\tau_2 = RC_s \tag{A3.9b}$$

Für $R\to 0$ verschwindet τ_2, während τ_1 gegen R_sC_o geht.

A3.3 Vernachlässigung des Widerstandes $R=R_M+R_{P1}$

Ausgehend von der Funktion i(t), die unter Berücksichtigung des Widerstandes $R=R_M+R_{P1}$ in IV 2 abgeleitet wurde, soll

$$\lim_{R\to 0} i(R,t) =: i(0,t) \qquad \text{(A3.10)}$$

berechnet werden. Hiermit soll gezeigt werden, daß sich durch den erwähnten Grenzwertübergang $R \to 0$ die in dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen mit $R \neq 0$ auf die Ergebnisse zurückführen lassen, die bereits aus der Literatur bekannt sind. Hierbei werden die Grenzwerte für $\tau_{1,2}$, $K_{1,2}$ und $\kappa_{1,2}$ getrennt berechnet. Daneben wird der Grenzwert von $R/\tau_{1,2}$ bestimmt, da dieser Ausdruck für die Berechnung von $\lim_{R\to 0} \kappa_{1,2}$ benötigt wird.

Der Grenzwert $\lim_{R\to 0} R/\tau_{1,2}$

Ausgehend von den Näherungsformeln Gl. A3.8a und A3.8b findet man die gesuchten Grenzwerte

$$\lim_{R\to 0} R/\tau_1 = 0 \qquad \text{(A3.11a)}$$

$$\lim_{R\to 0} R/\tau_2 = 1/C_s + 1/C_o \qquad \text{(A3.11b)}$$

Der Grenzwert $\lim_{R\to 0} \tau_{1,2}$

Setzt man in Gl. 4.32 α und β aus Gl. 4.18 ein, so ergibt sich für den Grenzübergang $R \to 0$

$$\lim_{R\to 0} \tau_1 = (\tau_o R_s+\tau_s R_o)/(R_o+R_s) = \tau_{MW} \qquad \text{(A3.12a)}$$

$$\lim_{R\to 0} \tau_2 = 0 \qquad \text{(A3.12b)}$$

Der Grenzwert $\lim_{R\to 0} K_{1,2}$

Die Grenzwerte für die Spannungen K_1 und K_2 findet man durch Einsetzen der Grenzwerte von $R/\tau_{1,2}$ gemäß Gl. A3.11a/b in Gl. 4.29a/b und Bildung der Grenzübergänge $R\to 0$.

$$\lim_{R\to 0} K_1 = \frac{\tau_s-\tau_o}{(C_o+C_s)(R_o+R_s)}\,\Delta U_E \qquad \text{(A3.13a)}$$

$$\lim_{R\to 0} K_2 = -\Delta U_E\cdot C_s/(C_o+C_s) \qquad \text{(A3.13b)}$$

Der Grenzwert $\lim_{R\to 0} \kappa_{1,2}$

Mit den Grenzwerten für $\tau_{1,2}$ und $K_{1,2}$ können die Grenzwerte der normierten Ströme $\kappa_{1,2}$ nach Gl. 4.35 ermittelt werden.

$$\lim_{R\to 0} \kappa_1 = \frac{\Delta U_E}{U_{E2}}\,\frac{R_g}{R_o}\,\frac{\tau_s-\tau_o}{(C_o+C_s)(R_o+R_s)}\left[1-\frac{\tau_o}{\tau_1^+}\right] \qquad \text{(A3.14a)}$$

$$\lim_{R\to 0} \kappa_2 = \infty \qquad \text{(A3.14b)}$$

Die Grenzfunktion i (0,t)

Die gesuchte Grenzfunktion i (0,t) ergibt sich schließlich mit den oben bestimmten Grenzwerten zu

$$\frac{i(0,t)}{i_\infty^+} = 1 + \kappa_1^+\cdot\exp(-t/\tau_1^+) + \kappa_2^+\cdot\exp(-t/\tau_2^+) \qquad \text{(A3.15)}$$

Dabei bedeuten die mit $^+$ gekennzeichneten Größen den Grenzwert der entsprechenden Größen für $R\to 0$. Vergleicht man das Ergebnis in Gl. A3.15 mit der allgemeinen Lösung für $R\neq 0$, so ist folgendes festzustellen:

1. Der statische Strom i_∞^+ ist größer als der entsprechende Strom für $R \neq 0$, da der ohmsche Gesamtwiderstand R_g^+ kleiner als R_g ist.

2. Der Exponentialterm $\kappa_1^+ \cdot \exp(-t/\tau_1)$ konvergiert gegen $\kappa_1^+ \exp(-t/\tau_2)$, wobei κ_1^+ und τ_1^+ endlich sind.

   Im folgenden Abschnitt wird gezeigt, daß dieser Term identisch mit dem Ergebnis von Rechnungen ist, die von dem Maxwell-Wagner-Zweischichtkondensator ausgehen.

3. Der zweite Exponentialterm wird auf eine Singularität zusammengezogen. Es handelt sich um eine entartete Exponentialfunktion: ein anfänglicher Wert $\kappa_2^+ = \infty$ fällt innerhalb beliebig kurzer Zeit auf Null ab.
   Dieser Sachverhalt wird in Abb. A3.3a/b dargestellt.

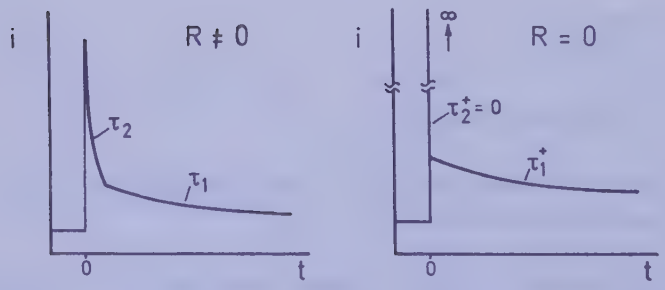


Abb. A3.3a/b Gegenüberstellung der Sprung-Antworten bei der Schaltung aus Abb. 4.6 : a) bei endlichem Widerstand R und b) bei Vernachlässigung von R (Maxwell-Wagner).

Bei der Vernachlässigung des Widerstandes R im Fall b) können durch eine Messung des Impulsstroms die Größen τ_1^+, κ_1^+ sowie der statische Strom $i(t\to\infty)=i_\infty$ ermittelt werden. Da die entsprechende Schaltung vier Bauelemente beinhaltet, lassen sich diese nicht eindeutig ermitteln. Der Grund hierfür ist in der Entartung bei t=0 zu sehen.

Durch die Berücksichtigung eines endlichen Widerstandes R in der Anordung Abb. 4.6 (jetzt fünf Bauelemente) wird die Entartung bei t=0 aufgehoben und es werden zwei weitere unabhängige Größen τ_2 und κ_2 bestimmbar. Mit Hilfe der fünf Größen $\tau_{1,2}$, $\kappa_{1,2}$ sowie i_∞ sind die Unbekannten R_o, R_s, R, C_o und C_s eindeutig bestimmbar, da die Spannungen U_{E1} und U_{E2} bei einem entsprechenden Experiment als bekannt vorausgesetzt werden können.

A3.4 Vergleich mit der Literatur (Maxwell-Wagner-Theorie)

Die Ersatzschaltung in Abb. 4.6 entspricht für $R\to 0$ derjenigen eines Zweischicht-Kondensators, der aus der Literatur als Maxwell-Wagner-Kondensator bekannt ist. Bei Hippel /43/ ist die Spannung $U_o(t)$ mit R=0 angegeben für eine Sprungspannung der Art, daß $U_E(t<0) = 0$ und $U_E(t\geq 0) = U_E$ ist. Die Gleichung lautet (der Strom i(t) wurde nicht berechnet)

$$U_1(t) = U_E \frac{R_1}{R_1+R_2}\left[1 - \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau}\right) e^{-t/\tau}\right] \qquad \text{Nach /43/ Seite 229}$$

Andererseits ergibt sich $U_o(R\to 0,t)$ aus Gl. 4.30 zusammen mit 4.28 (Beachte: $R_g=R_o+R_s$) für K_o, A3.14a/b für $K_{1,2}(R\to 0)$ sowie A3.13a/b für $\tau_{1,2}(R\to 0)$ zu:

$$U_o(R\to 0,t) = K_0' + K_1' e^{-t/\tau_1'} + K_2' e^{-t/\tau_2'} \qquad \text{(A3.16)}$$

Die Zeitkonstante in /43/ und τ_1' in Gl. A3.16 sind dabei identisch. Setzt man K_0 und K_1 in A3.16 mit $U_{E2}=U_E$, $U_{E1}=0$ und den Indices o=1 bzw. s=2 ein, so folgt nach Umformung:

$$U_o(R\to 0,t) = U_E \frac{R_1}{R_1+R_2}\left[1 - \frac{\tau_1-\tau_2}{(C_1+C_2)R_1} e^{-t/\tau}\right] + K_2' e^{-t/\tau_2'}$$

Bis auf den Summanden $K_2' e^{-t/\tau_2'}$ stimmt Gl. A3.17 mit dem Ergebnis in /43/ überein, denn es gilt

$$\tau_1 - \tau_2 = R_1C_1-R_2C_2+R_1C_2-R_1C_2 = (C_1+C_2)R_1 - C_2(R_1+R_2)$$

Setzt man dies in Gl. A3.17 ein, formt um und berücksichtigt Gl. A3.12b für τ, so ist die Identität zwischen $U_1(t)$ aus /43/ und $U_o(R\to 0, t)$ bewiesen.

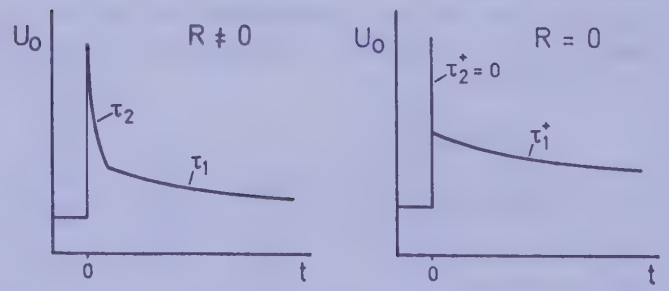


Abb. A3.4a/b Gegenüberstellung der Spannung $U_o(t)$ an der Adsorbatschicht für die Anordnung aus Abb. 4.6:
a) bei endlichem Widerstand $R \neq 0$, und
b) bei Vernachlässigung des Widerstandes R.
Vergleiche auch mit Abb. A3.3a/b: der entsprechenden Gegenüberstellung der Ströme i(t).

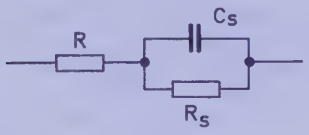
K_2' ist nach Gl. A3.13b endlich während $\tau_2'=0$ ist. Der Summand K_2' $\exp(-t/\tau_2')$ ist für t=0 gleich K_2' und für $t\neq 0$ gleich Null. Diese allgemeine Lösung erhält man nicht, wenn man unmittelbar in der Ersatzschaltung den Widerstand R vernachlässigt. Andererseits beinhaltet die allgemeine Lösung für $U_0(t)$ nach Gl. 4.30 den Spezialfall des Maxwell-Wagner-Kondensators und darüber hinaus auch die Entartung bei t=0.

A3.5 Zusammenstellung der Ergebnisse mit zwei weiteren Spezialfällen

Neben den bisher behandelten Fällen einer kontaminierten Sonde mit und ohne Plasmawiderstand bei der Berechnung der Sprung-Antwort sollen in der folgenden Zusammenstellung zwei weitere Spezialfälle aufgeführt werden. Dabei handelt es sich um eine isolierte Sonde ($R_0 \to \infty$) und eine saubere Sonde, jeweils unter Berücksichtigung des Plasmawiderstandes. Die Rechnungen werden hier nicht angegeben. Man erhält die Ergebnisse analog zu den des allgemeinen Falls durch Aufstellung einer entsprechenden Differentialgleichung, oder durch Grenzübergang $R_0 \to \infty$ bzw. R_0 und $\tau_0 \to 0$ aus der allgemeinen Lösung.

A3.5.1 Saubere Sonde mit Plasmawiderstand

Ersatzschaltung

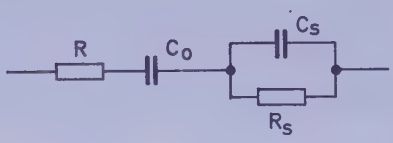


$$\frac{i(t)}{i_\infty} = 1 + \kappa \exp(-t/\tau) \qquad \tau = \tau_s \cdot R/(R+R_s)$$

$$\kappa = \frac{\Delta U_E}{U_{E2}}\left[\frac{\tau_s}{\tau} - 1\right] \qquad i_\infty = U_{E2}/(R+R_s)$$

A3.5.2 Isolierte Sonde mit Plasmawiderstand

Ersatzschaltung



$$\frac{i(t)}{i_m} = \kappa_1 \exp(-t/\tau_1) + \kappa_2 \exp(-t/\tau_2)$$

$$i_m = i(t=0) = k_1 + k_2$$

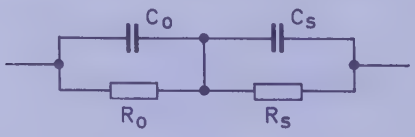
$$k_{1,2} = C_o \cdot K_{1,2} / \tau_{1,2} \qquad \kappa_{1,2} = k_{1,2}/(k_1+k_2)$$

$$K_{1,2} = \frac{\Delta U_E \ (1 - RC_o/\tau_{2,1})}{RC_o \ (1/\tau_{2,1} - 1/\tau_{1,2})}$$

$$\tau_{1,2} = \frac{1}{2}\left[(R+R_s)C_o + \tau_s\right] \mp \sqrt{\frac{1}{4}\left[(R+R_s)C_o + \tau_s\right]^2 - RC_o\tau_s}$$

A3.5.3 Kontaminierte Sonde ohne Plasmawiderstand (Maxwell-Wagner-Kondensator)

Ersatzschaltung



$$\frac{i(t)}{i_\infty} = 1 + \kappa \exp(-t/\tau)$$

$$i_\infty = U_{E2}/R_g \qquad R_g = R_o+R_s$$

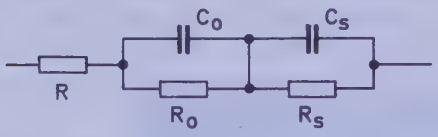
$$\kappa = \frac{R_g}{R_o}\frac{\Delta U_E}{U_{E2}}\left[\frac{\tau_o}{\tau} - 1\right]\left[1 - \frac{\tau_s}{\tau}\right]$$

$$\tau = \frac{\tau_o R_s + \tau_s R_o}{R_o + R_s} = (C_o+C_s)\frac{R_o \cdot R_s}{R_o+R_s}$$

Bemerkung: In dieser Zusammenfassung wurde auf die Darstellung der Entartung bei t=0 verzichtet. Es sei an dieser Stelle auf die Diskussion der allgemeinen Lösung verwiesen.

A3.5.4 Kontaminierte Sonde mit Plasmawiderstand

Ersatzschaltung



$$\frac{i(t)}{i_\infty} = 1 + \kappa_1 \exp(-t/\tau_1) + \kappa_2 \exp(-t/\tau_2)$$

$$i_\infty = U_{E2}/R_g \qquad R_g = R+R_o+R_s$$

$$\tau_{1,2} = \frac{R_g}{R_o}\frac{K_{1,2}}{U_{E2}}\left[1 - \frac{\tau_o}{\tau_{1,2}}\right]$$

$$K_{1,2} = \Delta U_E\left[1 - \frac{\tau_{1,2}}{\tau_s}\right] \Big/ RC_o\left[1/\tau_{2,1} - 1/\tau_{1,2}\right]$$

$$\tau_{1,2} = \frac{\tau_o(R+R_s)+\tau_s(R+R_o)}{2R_g} \mp \sqrt{\left[\frac{\tau_o(R+R_s)+\tau_s(R+R_o)}{2R_g}\right]^2 - \frac{R\tau_o\tau_s}{R_g}}$$

A4. MESSUNG DER SPRUNG-ANTWORT AN EINER TESTSCHALTUNG

Zur Oberprüfung der Rechnungen in Abschnitt IV.2 (R_S, C_S konstant und $U_E(t)$ eine Sprungfunktion) wurde eine Testschaltung nach Abb. 4.6 aufgebaut. An diese Schaltung wurde ein periodisches Rechtecksignal mit einer Anstiegszeit t_A=10 ns und einer Amplitude von 5 Volt gelegt. Der Spannungsabfall an einem Meßwiderstand R_M wurde mit einem Oszilloskop gemessen.

Typische Signale sind in Abb. A4.1 dargestellt. Variiert wurde die Oberflächenkapazität C_O (60, 160 und 530 pF), während die Werte der anderen Bauelemente konstant gehalten wurden (C_S=10 nF, R_S=1 M Ω, R_O=2 kΩ, $R=R_M+R_{P1}$=100 Ω + 2,5 kΩ). Die Messung zeigt, daß der Stromverlauf i(t) nach dem Schalten der Spannung $U_E(t)$ erwartungsgemäß durch die Summe zweier Exponentialterme mit unterschiedlichen Zeitkonstanten beschrieben werden kann (s. Gl. 4.38).

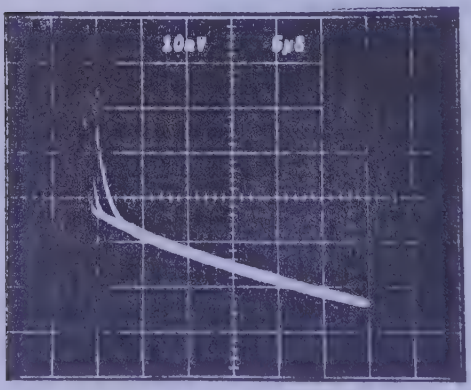


Abb. A4.1
An einer Testschaltung nach Abb. 4.6 gemessene Sprungantwort i(t). Daten der Bauelemente s. Text. Parameter ist C_O.

Zur quantitativen Oberprüfung der Theorie wurde eine Sprung-Antwort mit zwei verschiedenen Zeitablenkungen und Spannungsempfindlichkeiten aufgezeichnet. Die so erhaltenen Oszillogramme wurden auf einfachlogarithmisches Koordinatenpapier umgezeichnet.

Es ergaben sich zwei Geraden mit unterschiedlichen Steigungen. Aus diesen Darstellungen konnten die Zeitkonstanten und die Achsenabschnitte ermittelt werden. Zur Berechnung dieser Größen aus den Werten der Bauelemente der Testschaltung wurden dann die Gln. 5.32 und 5.34 verwendet. In der untenstehenden Tabelle sind die Meß- und Rechenergebnisse einander gegenübergestellt.

	Messung	Rechnung
$i_1(0) = i_\infty (\kappa_1 + \kappa_2 + 1)$	22,3 mA	26 mA
$i_2(0) = i_\infty (\kappa_2 + 1)$	0,61 mA	0,9 mA
τ_1	0,58 µs	0,57 µs
τ_2	32,5 µs	36,2 µs

Fehlerbetrachtung: Die unter "Rechnung" angegebenen Werte sind mit Einzelwerten der Bauelemente berechnet worden, die zuvor gemessen wurden. Die zu Beginn des Anhangs A4 angegebenen Werte sind Nennwerte. Nimmt man einen relativen Fehler bei der Messung der Werte der Bauelemente von 1 % an, so ergeben sich für die berechneten Größen $i_{1,2}$ und $\tau_{1,2}$ die folgenden Fehler (berechnet unter Berücksichigung der exakten Fehlerfortpflanzung; Fehler für i_1 geschätzt, da die Rechnung zu umständlich ist):

$\Delta i_1(0)/i_1(0) \approx 5{,}4\ \%$ $\qquad$ $\Delta i_2(0)/i_2(0) = 2{,}7\ \%$

$\Delta\tau_1/\tau_1 = 1{,}3\ \%$ $\qquad$ $\Delta\tau_2/\tau_2 = 3{,}1\ \%$

Die Obereinstimmung kann also als gut erachtet werden.

A5 BEEINFLUSSUNG DES OBERFLÄCHENZUSTANDES DER SONDE DURCH DEN MESSVORGANG

Die Bedeckung der Sonde mit Fremdatomen aus dem Plasma wird durch zwei konkurrierende Prozesse bestimmt: die Adsorption und die Desorption.

Bei unseren Experimenten spielt die Adsorption von neutralen Neonatomen gegenüber der Adsorption möglicher anderer Komponenten (Verunreinigungsatome) die dominierende Rolle. Bei der Messung im Ionenstrombereich findet die Desorption durch Ionenstoß statt. Thermische Desorption ist vernachlässigbar, da die Gas- und auch die Sondentemperatur hier bei Zimmertemperatur liegt.

Bei gegebenen Teilchenstromdichten der Neutralen j_a und der Ionen j_+ zur Sonde, sowie ihren Adsorptions- bzw. Desorptionskoeffizienten σ_A bzw. σ_D, läßt sich eine Gleichgewichtsbedeckung Θ_o angeben:

$$\Theta_o = \frac{1}{1 + \frac{j_+ \, \sigma_D}{j_a \, \sigma_A}}$$

Es wird nun der Einfluß der Ionenstoßdesorption auf die Gleichgewichtsbedeckung Θ_o abgeschätzt, wenn der Ionenstrom zur Sonde um einen bestimmten Betrag geändert wird. Dazu werden zunächst die bei unseren Experimenten auftretenden Teilchenstromdichten j_+ und j_a abgeschätzt.

Die Teilchenstromdichte der Ionen j_+ berechnet sich bei einem typischen Ionenstrom von 10 µA und einer Sondenoberfläche von 3,1 mm^2 zu:

$$j_+ = 2{,}4 \;\; 10^{14} \;\; mm^{-2} \; s^{-1}$$

Die Neutralteilchenstromdichte j_a läßt sich über den Neutralgasdruck und die Gastemperatur T_g bestimmen. Bei p = 667 µbar und T_g = 350 K findet man:

$$j_a = 3{,}5 \cdot 10^{17} \ mm^{-2}s^{-1}$$

Um θ_o berechnen zu können, benötigt man Werte für σ_A und σ_D. Die Werte können je nach Gasart und Sondenmaterial zwischen 10^{-14} mm^2 und $10^{-12} mm^2$ liegen (/55/). Maßgeblich ist hier das Verhältnis σ_D / σ_A. Setzt man den ungünstigsten Fall von $\sigma_D / \sigma_A = 100$ ein, so findet man:

$$\theta_o = 0{,}94$$

Die Ionenstoßdesorption infolge der Messung bewirkt demnach eine Änderung des Gleichgewichtszustandes um maximal 6 %.

Bei den Impulsmessungen im Ionenstrombereich der Sondenkennlinie wird der Teilchenstrom der Ionen j_+ rasch von einem Wert j_{+1} auf einen anderen j_{+2} geändert. Es wird nun die Relaxationszeit für die dabei auftretende Änderung des Oberflächenzustandes abgeschätzt. Die Bedeckungsänderung wird durch folgende Gl. beschrieben:

$$\frac{\theta(t)}{\theta_o} = 1 - \Delta\theta \ e^{-t/\tau_{ob}}$$

$\Delta\theta$ kann positiv oder negativ sein, je nachdem der Ionenstrom verkleinert oder vergrößtert wird. Für τ_{ob} liefert eine genauere Rechnung (z. B. /49/):

$$\tau_{ob} = \left(j_a \sigma_A - \Delta j_+ \sigma_D \right)^{-1}$$

Setzt man hier die Werte für j_a, $\Delta j_+ = j_+$, σ_A, sowie σ_D von oben ein, so findet man für eine Stromänderung von 0 auf 10 µA folgende Grenzen für die Oberflächenrelaxationszeit:

$$2{,}8\ \mu s < \tau_{ob} < 306{,}7\ \mu s$$

Bei Vernachlässigung der Desorption berechnet sich τ_{ob} zu:

$$2{,}8\ \mu s < \tau_{ob} < 285\ \mu s$$

Zusammenfassung

Wird der Ionenstrom von 0 auf 10 µA geändert, so ergibt sich bei einem Neutralgasdruck von 667 µbar und einer Temperatur von 350 K eine Bedeckungsänderung von maximal 6 %, die sich mit einer Zeitkonstanten $\tau_{ob} < 307\ \mu s$ einstellt.

Voraussetzung bei dieser Abschätzung ist, daß die Desorption nur durch Ionen verursacht wird und bei dem Adsoptionsprozeß nur Neutralteilchen eine Rolle spielen. Ferner wurde bei der Abschätzung von einer einheitlichen Oberfläche der Sonde ausgegangen.

Die Abschätzung weist darauf hin, daß der Effekt einer Änderung des Oberflächenzustandes infolge des Messvorgangs bei der Untersuchung von Einzelimpulsen und der Impulsstromüberhöhung im Ionenbereich einer Kennlinie zu vernachlässigen ist.

A6 ERZEUGUNG DER CHARAKTERISTISCHEN ZEITEN IN DER PROGRAMMIERTEN SONDENSPANNUNG

In V 3.1 wurde die Sondenspannungsfunktion im Prinzip beschrieben. Hier soll dargestellt werden, wie die charakteristischen Zeiten T_{s1}, T_{s2} und T_{ref} erzeugt werden.

Der zeitliche Ablauf der Sondenspannung wird durch sequentielles Abarbeiten eines Maschinenprogramms durch die CPU (Central Processing Unit) festgelegt. Die Geschwindigkeit, mit der das Programm bearbeitet wird, wird von der Frequenz des System-Taktes ϕ bestimmt. Die Periodendauer eines Taktes wird T-Zyklus genannt. Zur Ausführung eines Maschinenbefehls ist eine bestimmte Anzahl N_T von T-Zyklen erforderlich, die je nach Befehl zwischen 4 und 23 liegt. Die Rechenzeit für ein Programm oder einen Programmteil läßt sich dadurch ermitteln, daß die T-Zyklen aller Befehle in dem entsprechenden Programm abgezählt werden. Die Programmlaufzeit ist dann $N_T \cdot 1/\phi$. Die Genauigkeit aller softwaremäßig erzeugten Zeiten ist durch die der quarzstabilen Zeitbasis (9,834 MHz, 10^{-6}) bestimmt.

Zusammensetzung der Programmlaufzeiten

Anhand von Abb. A6.1a/b wird die Zusammensetzung der Zeiten T_{s1}, T_{s2}, T_{ref}, T_{RND} und T_{WAIT} dargestellt. Auf der Ordinate ist die Spannung und auf der Abszisse die Zeit dargestellt. Die Zeitabschnitte werden durch die Indizes beschrieben, d. h. die Zeit T_{RND} ist in der Abb. mit RND bezeichnet. Es wird zwischen solchen Zeitabschnitten unterschieden, die durch das Programm fest vorgegeben sind und solchen, die durch Zeitschleifen variabler Länge wählbar sind. Letztere sind in der Abb. durch ein Rechteck markiert. Die Länge der Zeitschleifen wird durch zwei Parameter n_i und n_a festgelegt ($n_{i,a}$: wählbar zwischen 1...255).

Die Anzahl der T-Zyklen für die charakteristischen Zeiten lassen sich nach den folgenden Beziehungen berechnen:

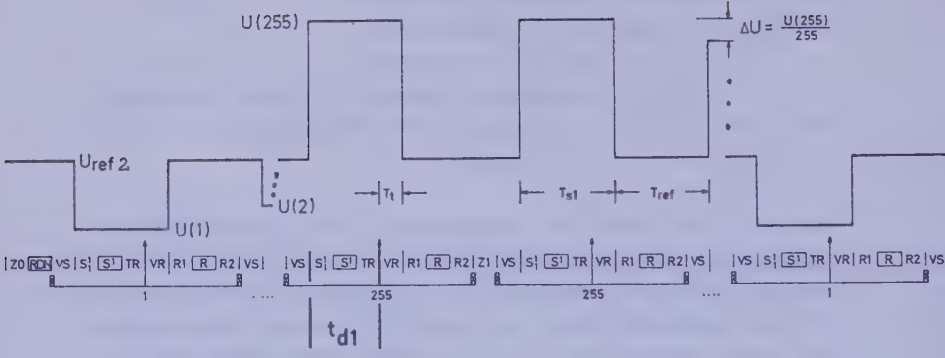


Abb. A6.1a Ausschnitt aus der programmierten Sondenspannung, hier: "referenzgepulste" Spannung.

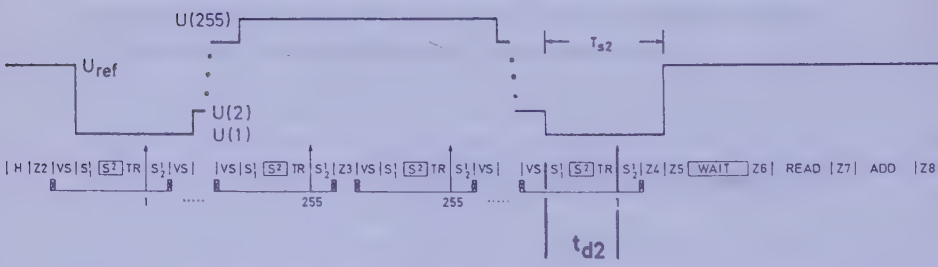


Abb. A6.1b Ausschnitt aus der programmierten Sondenspannung, hier: "treppenförmige" Spannung.

Zur Veranschaulichung der Programmlaufzeiten in der programmierten Sondenspannung. Vergleiche auch mit Abb. 5.10. Die durch ⊠ ↑ ⊠ bezeichneten Teile entsprechen einem Unterprogramm. Der Pfeil gibt den Triggerzeitpunkt an, an dem die Strommessung ausgelöst wird. Die durch ▭ markierten Programmteile sind von variabler Laufzeit, während die durch | | markierten Teile konstante Zeiten beschreiben.

$$N_{T,s1} = n_{a,s1} \cdot (12\, n_{i,s1} + 67)$$

$$N_{T,s2} = n_{a,s2} \cdot (12\, n_{i,s2} + 67)$$

$$N_{T,ref} = n_{a,ref} \cdot (12\, n_{i,ref} + 67)$$

$$N_{T,RND} = n_{a,RND} \cdot (12\, n_{i,RND} + 36)$$

$$N_{T,WAIT} = n_{a,WAIT} \cdot (8\, n_{i,WAIT} + 36)$$

n_i und n_a geben an, wie oft die innere bzw. die äußere Zeitschleife durchlaufen wird. Die Konstanten 12, 8, 36 und 67 sind durch das Programm fest vorgegeben.

Die Pfeile in Abb. A6.1a/b geben den Triggerzeitpunkt an, zu dem die Strommessung ausgelöst wird.

Die für die Experimente wichtigsten Zeiten T_{s1}, T_{s2} und T_{ref} sollen mit den obigen Beziehungen in ihren möglichen Bereichen berechnet werden. Die minimale Zeit ist jeweils durch $n_i=n_a=1$ und die maximale Zeit durch $n_i=n_a=255$ gegeben:

$$159{,}9\ \mu s < T_{s1} < 324{,}5845\ ms$$

$$157{,}5\ \mu s < T_{s2} < 324{,}5821\ ms$$

$$111{,}9\ \mu s < T_{ref} < 324{,}5365\ ms$$

Die Zykluszeit T_Z für vier Kennlinien

Die Zeitdauer für einen Sondenspannungszyklus ist T_Z. Während dieses Zyklus werden vier Sondenkennlinien aufgezeichnet: referenzgepulste Treppe aufwärts, referenzgepulste Treppe abwärts, Treppe aufwärts und Treppe abwärts. T_Z wird vom Programmstart bis einschließlich

t_{z4} gezählt und kann nach folgender Beziehung berechnet werden:

$$N_{T,Z} = 2\ N\ (N_{T,s1}+N_{T,s2}+N_{T,ref}) + N_{T,RND} + 1112$$

N_T ist die Anzahl der T-Zyklen und N die Anzahl der Meßpunkte pro Einzelkennlinie. Bei N=255 und dem hier verwendeten Systemtakt kann T_Z in folgenden Grenzen variiert werden:

$$(219{,}4\ ms + T_{RND}) < T_Z < (496{,}6\ s + T_{RND})$$

T_{RND} wird i. a. bei Einzelmessungen (1 Zyklus) weggelassen. Nur bei der Mittelwertbildung über bis zu 255 Kennlinien-Zyklen wird T_{RND} eingefügt. Die Bedeutung von T_{RND} wurde in V 4.3.2 besprochen.

Der Triggerzeitpunkt zur Messung des Stroms

Das Programm PT (s. V.3.1.2.) gibt zur Auslösung einer Strommessung die Triggerimpulse aus. Hardwaremäßig erfolgt dies über ein Daten-Bit eines Z-80 PIO Bausteins (unverzögert). Zusätzlich zu diesem Triggersignal wird mit Hilfe von zwei Monoflops mit variabler Verzögerungszeit ein verzögertes Triggersignal erzeugt.

Die verzögerte Triggerung: Der Triggerzeitpunkt für eine Strommessung ist in Abb. A6.2 durch einen senkrechten Pfeil gekennzeichnet. Die Zahl am Fußpunkt eines Pfeils gibt die Nummer des Triggerimpulses innerhalb einer der vier Kennlinien an. Der Triggerzeitpunkt nach dem Ein- bzw. Weiterschalten einer bestimmten Spannung $U_H(i)$ ergibt sich zu

$$T_{T1} = T_{s1} - t_{VR} \quad \text{und} \quad T_{T2} = T_{s2} - t^1_{s2} - t_{VS}.$$

Die Zeiten t_{d1} und t_{d2} sind endlich und nicht unter bestimmte durch das Programm festgelegte Werte zu bringen. Bei dem hier beschriebenen Programm betragen die unteren Grenzwerte von t_{d1} und t_{d2} entsprechend 292 T-Zyklen 118,8 µs.

Die verzögerte Triggerung: Bei Messungen, bei denen die Zeiten t_{d1} bzw. t_{d2} kleiner als 118,8 µs waren, wurde folgendermaßen verfahren: In der Programmsequenz wird der Triggerimpuls zu einer bestimmten Messung zeitlich vor das Ein- bzw. Weiterschalten der Sondenspannung verlegt, bei der der Strom gemessen werden soll. Eine Verzögerungsschaltung (s.o.) gestattet es dann, den tatsächlichen Triggerzeitpunkt für die Strommessung über den Spannungsschaltzeitpunkt hinaus zu verschieben. Abb. A6.2 verdeutlicht den Sachverhalt:

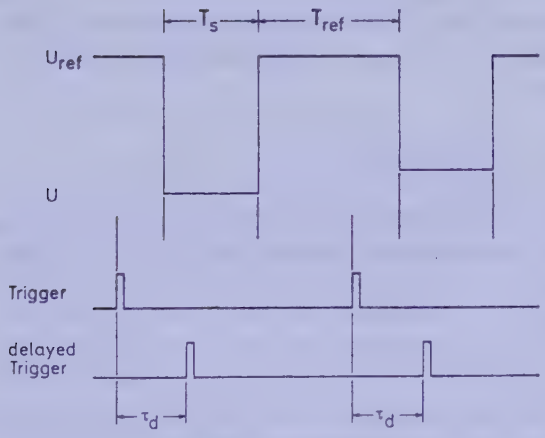


Abb. A6.2

Schematische Darstellung der zeitlichen Zuordnung zwischen der programmierten Sondenspannung und den Triggerimpulsen. Die hardwaremäßig verzögerten Triggerimpulse lösen die Strommessung aus. τ_d läßt sich kontinuierlich zwischen 43 µs und 135,85 µs einstellen.

Mit t_{VTR}=41,09 µs und der besprochenen Hardware kann der Sondenstrom zwischen etwa 3 µs und 95 µs nach dem Umschalten der Spannung abgetastet werden. Die Einstellung der Verzögerungszeit erfolgt mit einem 10-Gang-Poti.

A7 PARAMETERBEREICH DER PLASMAKENNDATEN

Das Glimmentladungsplasma, in dem die Messungen mit den Sonden durchgeführt wurden, soll durch die Angabe der Plasmakenndaten charakterisiert werden. Die Basisdaten T_e und n_e wurden durch klassische Auswertung von Einzelsonden-Kennlinien gewonnen.

Elektronentemperatur T_e: Die Elektronentemperatur wurde aus der Steigung des halblogarithmisch aufgetragenen Elektronenstromes bestimmt. Die Temperatur lag in den Grenzen:

$$2{,}5\ \text{eV} < T_e < 3{,}9\ \text{eV}$$

Teilchendichte der Elektronen n_e: Aus dem thermischen Strom der Elektronen bei Plasmapotential und der Elektronentemperatur konnte die Teilchendichte der Elektronen ermittelt werden. Es ergab sich folgender Bereich:

$$1{,}3 \cdot 10^{14}\ \text{m}^{-3} < n_e < 7{,}8 \cdot 10^{15}\ \text{m}^{-3}$$

Ionisationsgrad n_e/n_a: Aus dem gemessenen Neutralteilchendruck und der Teilchendichte der Elektronen wurde der Bereich des Ionisationsgrades berechnet:

$$2{,}5 \cdot 10^{-7} < n_e/n_a < 1{,}1 \cdot 10^{-5}$$

Debye-Länge λ_D: Mit den obigen Daten läßt sich die Debye-Länge ermitteln. Sie lag bei unseren Experimenten im Bereich:

$$0{,}34\ \text{mm} < \lambda_D < 1{,}31\ \text{mm}$$

Im Hinblick auf Stöße zwischen den Plasmakomponenten sind die entsprechenden freien Weglängen von Bedeutung.

Freie Weglänge der Neutralen λ_{aa}: Die Berechnung dieser freien Weglänge erfolgte nach der Sutherland-Formel (siehe auch /25/). Es ergab sich:

$$0{,}21 \text{ mm} < \lambda_{aa} < 1{,}1 \text{ mm}$$

Freie Weglänge zwischen Elektronen und Neutralen λ_{ea}: Die freie Weglänge λ_{ea} beträgt bei T_e=1,72 eV, T_a=300 K und einem Neutralgasdruck von p=0,65 mbar (vergl. /25/).

$$\lambda_{ea} \simeq 3{,}1 \text{ mm}$$

Freie Weglänge zwischen Ionen und Neutralen λ_{+a}: Die freie Weglänge λ_{+a} wurde über die Beweglichkeit der Ionen bestimmt. Die Beweglichkeit wurde mit der empirischen Formel von Chanin und Biondi (vergl. /25/) berechnet. Damit folgt:

$$0{,}05 \text{ mm} < \lambda_{+a} < 0{,}27 \text{ mm}$$

Freie Weglängen zwischen geladenen Teilchen s_d: Hierunter versteht man die Strecke, auf der die geladenen Teilchen infolge einer Vielzahl von "Kleinwinkel-Stösse" insgesamt eine Richtungsänderung von 90 Grad erfahren. Die Rechnungen zeigen, daß diese Weglänge bei allen in Betracht kommenden Stoßpartnern (++, ee, e+, +e) und den in unseren Experimenten vorliegenden Bedingungen größer als etwa 21 mm ist.

Alle Angaben beziehen sich auf Neon. Die Entladungsstromstärke wurde zwischen 3,5 mA und 30 mA variiert. Die Kennlinien wurden mit gereinigter (2h sputtern bei $U_p=U_{Pl}$-200 V) Platin-Sonde (r_p=0,05 mm, l_p=5 mm) nach der Referenzpuls-Methode aufgenommen. Die Auswerteformeln für T_e und n_e lauten:

$$T_e = k/e \cdot dU/d(\ln I_e)$$

$$n_e = I_{eo}/eA_p \cdot \sqrt{2\pi m_e/kT_e}$$

Hierbei ist $dU/d(\ln I_e)$ die Steigung des einfachlogarithmisch aufgetragenen Elektronenanlaufstromes, I_{eo} der thermische Strom der Elektronen bei Plasmapotential und A_p die Sondenoberfläche.

Da keine von den durchgeführten Sondenmessungen unabhängigen Bestimmungen von T_e und n_e möglich waren, kann die Genauigkeit, mit der T_e und n_e ermittelt wurde, nicht angegeben werden.

Um trotzdem einen Eindruck von der Genauigkeit der Sondenmessung zu vermitteln, sei hier eine "worst case" Abschätzung gegeben, die der allgemeinen Meinung entspricht. (/54/ persönliche Mitteilung Dr. G. Peter):

1) Der Fehler bei der T_e-Bestimmung beruht im wesentlichen auf dem Effekt des "rounding of the Knee" infolge einer nicht einheitlichen Sondenoberfläche (vergl. /28/ Medicus). Dadurch wird T_e um max. 20 - 30 % zu groß bestimmt.

2) Der Fehler bei der n_e-Bestimmung wird durch den gleichen Effekt verursacht. Neben dem Fehler von T_e ist hier auch der von I_{eo} zu berücksichtigen. I_{eo} wird systematisch um etwa 20 % zu klein bestimmt. n_e wird somit um ca. 30 - 40 % zu klein ermittelt.

A8 ANALYSE DER SONDENOBERFLÄCHE DURCH RASTER-ELEKTRONEN-MIKROSKOPAUFNAHMEN UND DURCH DIE MESSUNG VON RÖNTGEN-SPEKTREN

Obwohl zur Herstellung von elektrischen Sonden mit Zylindergeometrie i. A. handelsübliche Drähte verwendet werden, sind uns keine Arbeiten bekannt, die einen Aufschluß über die Oberflächenstruktur und die chemische Zusammensetzung der Oberflächenschicht dieser Drähte geben. Aus diesem Grunde wurden die Möglichkeiten ausgenutzt, die sich aus der Verfügbarkeit eines Raster-Elektronen-Mikroskopes und eines Oberflächenanalysegerätes boten. Die in diesem Zusammenhang durchgeführten Untersuchungen und die Ergebnisse werden in Abb. A8.1 und A8.2 dargestellt.

A8.1 Raster-Elektronen-Mikroskop-Aufnahmen

Zur optischen Analyse der Sonden wurden jeweils etwa 5 mm lange Drahtstücke des Sondenmaterials auf einen Aluminium-Objektträger mit Leitsilber aufgebracht. Die Untersuchungen wurden mit dem Raster-Elektronenmikroskop ISI-60 aus dem Institut für Angewandte Physik durchgeführt.

1 Jungfräulicher Zustand des Sondenmaterials

Der jungfräuliche Zustand des Sondenmaterials wird in den Abb. A8.1, A8.2 und A8.3 dokumentiert. Es handelt sich dabei um Aufnahmen von

Abb. A8.1
Wolfram, jungfräulicher Zustand. Nenndurchmesser 0,2 mm; gemessen 0,200 mm. Vergrößerung v=500.

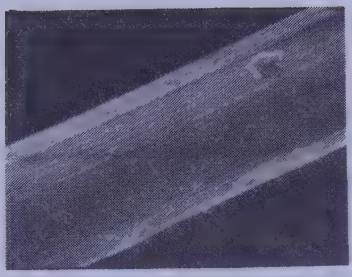


Abb. A8.2
Molybdän, jungfräulicher Zustand. Nenndurchmesser 0,1 mm; gemessen 0,100 mm. Vergrößerung v=500.

Abb. A8.3
Platin, jungfräulicher Zustand. Nenndurchmesser 0,05 mm; gemessen 0,051 mm. Vergrößerung v=1500.

Wolfram-, Molybdän- und Platin-Drahtproben, wie sie vom Hersteller (Vakuum-Schmelze Hanau) geliefert wurden. Die Vergrößerung beträgt 500 bei Wolfram und Molybdän und 1500 bei Platin.

Die in den Abbildungstexten angegebenen gemessenen Durchmesser ergaben sich als Mittelwert aus fünf an unterschiedlichen Stellen der jeweiligen Drähte mit einem Mikrometer durchgeführten Messungen. Die Abweichung war stets kleiner als 3 %.

Die Aufnahmen zeigen bei allen Proben längs der Drahtachse "Ziehriefen", die bei den verschiedenen Materialien unterschiedlich stark ausgeprägt sind. Beim spröden Wolfram sind diese Riefen besonders deutlich ausgeprägt. Das dazu relativ weiche Platin läßt nur wenige Riefen erkennen; seine Oberfläche ist glatter als die des Wolframs und auch des Molybdäns.

2 Beeinflussung der Oberflächenstruktur der Sondendrähte durch das Einschmelzen in Glas

Bei der Herstellung der Sonden wird der Draht in eine Glasummantelung eingeschmolzen. Hierbei muß das Sondenmaterial in einer Flamme an der Oberfläche oxidiert werden. Dieser Prozeß ist hinsichtlich der Flammentemperatur recht kritisch; bei zu kleiner Temperatur ist die Einschmelzung nicht vakuumdicht, bei zu hoher Temperatur schmilzt das Sondenmaterial. In Abb. A8.4 ist die Oberfläche einer Molybdän-Sonde dargestellt, bei der das Material an der Oberfläche partiell geschmolzen und anschließend wieder erstarrt ist. Die Ziehriefen sind nur noch schwach zu erkennen und die Oberfläche ist stark zerklüftet. Die Abb. A8.4 zeigt einen extremen Fall; i. a. konnte durch Wahl der "richtigen" Flammentemperatur ein Anschmelzen des Materials vermieden werden. Eine Veränderung der Oberflächenstruktur der Sonde in der hier gezeigten Weise durch den Herstellungsprozeß ist dann optisch nicht zu erkennen.

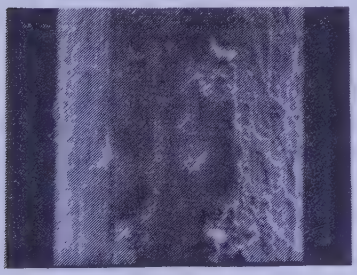


Abb. A8.4
Der Einfluß des Einschmelzprozesses eines Sondendrahtes (Mo, Nenndurchmesser 0,2 mm, Vergrößerung v=500).

3 Beeinflussung der Oberflächenstruktur der Sondendrähte durch das Reinigen der Sonde durch Ionenbeschuß in der Entladung (Sputtern)

Abb. A8.5 zeigt die Oberfläche einer Wolfram-Sonde, die zunächst unter Entladungsbedingungen verunreinigte und danach durch Sputtern mit Argonionen aus der Entladung gereinigt wurde. Die Ionenstrom-

dichte j_+ betrug 30 µA/mm² bei einer Ionenenergie von etwa 200 eV. Der Reinigungsvorgang dauerte 3 Stunden. Es ist deutlich ein Unterschied in der Oberflächenstruktur gegenüber einer jungfräulichen Sonde (vergl. Abb. A8.1) zu erkennen - die Oberfläche ist "geätzt". Aufnahmen von anderen Sondenmaterialien zeigten nach dem Sputtern ebenfalls die hier gezeigte typische Verätzung der Oberfläche.

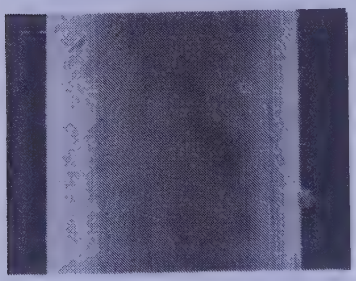


Abb. A8.5
Oberfläche einer W-Sonde, die durch Sputtern mit Argonionen gereinigt wurde. Vergrößerung v=500.

4 Verunreinigungen der Sondenoberfläche unter Entladungsbedingungen

In Abb. A8.6 ist die Oberfläche einer unter Entladungsbedingungen verunreinigten Platin-Sonde dargestellt. Die Sonde befand sich ca. 10 Stunden in der positiven Säule einer Glimmentladung (Neon, Entladungsstrom I_E=25 mA, Neutralgasdruck p=0,6 mbar, Sondenpotential $U_p=U_{fl}$).

Die im jungfräulichen Zustand hell glänzende Sonde hat sich mattgrau bis schwarz verfärbt. Die elektrische Messung (vergl. VI.3) zeigt, daß sich eine isolierende Schicht ausgebildet hat. Eine Zunahme des Drahtdurchmessers infolge der entstandenen Verunreinigungsschicht ist nicht nachweisbar (Vergrößerung v=1500). Die Schichtdicke liegt demnach unter 0,5 µm.

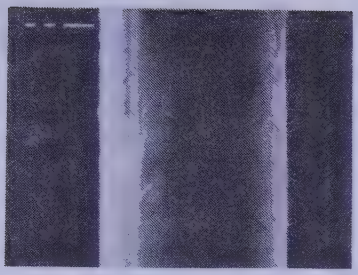


Abb. A8.6
Verunreinigte Platin-Sonde (Nenndurchmesser 0,05 mm). Die Sonde befand sich ca. 10 Std. in einer Neon-Glimmentladung.

A8.2 Röntgen-Spektren

Die chemische Analyse der Sonden sowie derer Verunreinigungsschichten besteht in der Messung eines Röntgen-Spektrums. Dazu werden die Proben entlang einer Linie, die parallel zur Drahtachse eingestellt wurde, mit Elektronen beschossen (maximale Elektronenenergie 10 keV). Die Eindringtiefe der Elektronen in das Material und damit die Tiefe, aus der die registrierte Röntgenstrahlung emittiert wurde, beträgt bei den Untersuchungen etwa einige 1/10 µm. Die im folgenden zu besprechenden Spektren sind somit ortsintegral und oberflächenspezifisch.

1 Spektren von "sauberen" Sonden

Spektren von jungfräulichem Sondenmaterial (vergl. A8.1.1) und von Sonden, die zunächst unter Entladungsbedingungen verunreinigt und dann durch Sputtern wieder gereinigt wurden (A8.1.3) zeigen keine Unterschiede. In Abb. A8.7 und A8.8 sind entsprechende Spektren einer Wolfram- bzw. Platin-Sonde dargestellt.

In diesen sowie in den folgenden Abbildungen, sind die Energien, bei denen die charakteristische Strahlung der verschiedenen Sonden-

materialien zu erwarten ist, markiert. Man erkennt, daß die gemessenen Spektren hinsichtlich der Lage der Linien im Rahmen der Energieauflösung ($\Delta E \approx 9{,}8$ eV) gut mit den theoretischen Spektren übereinstimmen.

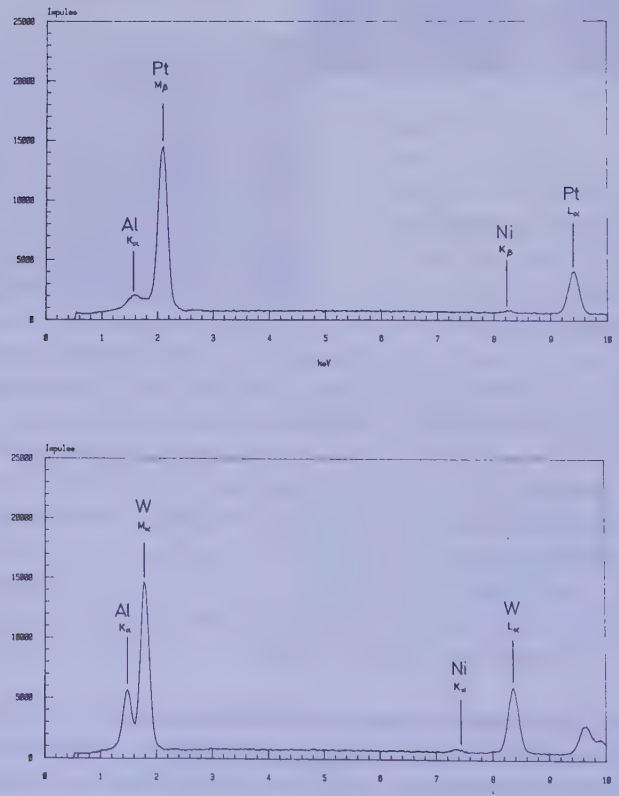


Abb. A8.7/8 Röntgen-Spektren einer "sauberen" Platin- bzw. Wolfram-Sonde. Die Linien des Aluminiums und des Nickels stammen von einer Streustrahlung und sind nicht spezifisch für die Sondenmaterialien.

Neben den erwarteten Linien erkennt man die charakteristischen Linien von zwei Fremdelementen: Aluminium und Nickel. Sie stammen von der Streustrahlung vom Probenträger (Al) und von den Edelstahlwandungen der Probenkammer (Ni) (/49/). Die K_β (Ni)-Linie wird in Abb. A8.8 von der L_α (W)-Linie überdeckt.

2 Spektren von unter Entladungsbedingungen verunreinigten Sonden

In Abb. A8.9 ist das Röntgen-Spektrum einer verunreinigten Platin-Sonde (vergl. Abb. A8.6) dargestellt. Der Vergleich der Spektren aus Abb. A8.9 mit A8.7 zeigt, daß die verunreinigte Sonde zusätzlich die K_α (Cr)- und K_α (Fe)-Linie emittiert. Vermutlich handelt es sich bei diesen Elementen um Kathodenmaterial (V2A-Stahl), das durch Zerstäubung in die Entladung gelangte und dann auf der Sonde deponiert wurde.

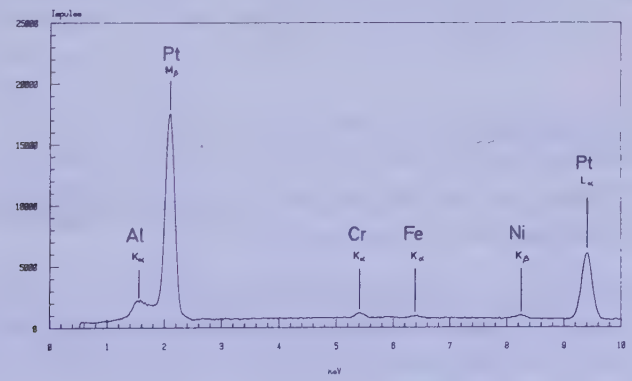


Abb. A8.9 Spektrum einer unter Entladungsbedingungen verunreinigten Platin-Sonde

Ohne optische Hilfsmittel ist nur nach mehreren Entladungsbrennstunden in der Nähe der Kathode auf der Entladungsrohrwandung abgelagertes Kathodenmaterial zu erkennen. Zum Vergleich des Spektrums der verunreinigten Sonde mit dem des Kathodenmaterials dient Abb. A8.10.

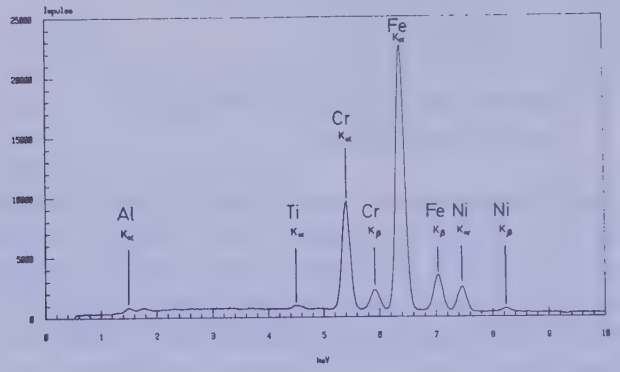


Abb. A8.10 Spektrum des Kathodenmaterials (V2A) zum Vergleich mit dem Spektrum aus Abb. A8.9

A8.3 Zusammenfassung

Die im Anhang A8.1 und A8.2 dargestellten Untersuchungsergebnisse werden an dieser Stelle zusammengefaßt:

1) Die für die Herstellung der Zylindersonden eingesetzten Materialien (Drähte) zeigen unter dem Raster-Elektronenmikroskop deutlich "Ziehriefen". Der Riefenabstand schwankt um einen Wert von einigen Mikrometern.

2) Die Oberflächenstruktur der Sonde kann bei einer zu hohen Flammentemperatur beim Einschmelzvorgang in die Glasummantelung stark zerklüftet werden.

3) Durch das Reinigen der Sonden durch Ionenbeschuß in der Entladung (Sputtern) wird die Oberfläche der Sonde "geätzt".

4) Die Röntgenanalyse des eingesetzten Sondenmaterials zeigt keine Verunreinigungen des Ausgangsmaterials.

5) In den Spektren der unter Entladungsbedingungen verunreinigten Sonden ließ sich gesputtertes Kathodenmaterial nachweisen. Es läßt sich jedoch nicht entscheiden, ob das Material elementar oder als Metalloxid deponiert wird.

6) Die Röntgenanalyse ist nicht geeignet zum Nachweis von polymeren Kohlenwasserstoff- und Nitrid-Filmen. Die Schwellenergie des Analysegerätes liegt mit 0,6 keV oberhalb der charakteristischen Energien von C, N und O.

Die unter 1, 2 und 3) beschriebenen Beobachtungen, die sich unter dem Begriff der Oberflächenrauhigkeit zusammenfassen lassen, führen zu einer Vergrößerung der effektiven Sondenoberfläche gegenüber der aus r_p und l_p berechneten.

Im Hinblick auf die Raumladungsschicht spielt die Rauhigkeit eine zu vernachlässigende Rolle, da die Abmessung ihrer Schichtdicke wesentlich größer ist ($r_s \approx 5\,\lambda_D \approx 1$mm, vergl. A7) als die Strukturen der Oberfläche (einige µm).

Die Annahme einer homogenen Oberflächenschicht mit einheitlicher Dicke r_o, von der im Zusammenhang mit dem Modell der Grenzschichten ausgegangen wurde, (vergl. IV.3) wird den realen Verhältnissen nur eingeschränkt gerecht. Die ermittelten Werte für R_o und C_o sind demnach als integrale Werte der hier näher charakterisierten Oberfläche und der auf ihr deponierten Schicht zu verstehen.

Die Methode der Röntgenanalyse eignet sich nur bedingt zur Untersuchung von Verunreinigungsschichten auf Sonden, wie sie unter Entladungsbedingungen entstehen.

A9 ZUSAMMENSTELLUNG DER WICHTIGSTEN OBERFLÄCHENEFFEKTE AN ELEKTRISCHEN SONDEN

Zum Zwecke der Vollständigkeit und der Obersicht sollen an dieser Stelle die neben dem Effekt der schlechtleitenden Oberflächenschicht, der in III.3 beschrieben wurde, weitere Oberflächeneffekte besprochen werden, die bei Messungen mit elektrischen Sonden zu beachten sind.

A9.1 Änderung der Austrittsarbeit

Die Austrittsarbeit der Sonde ist abhängig von der Bedeckung mit Gas- oder Fremdatomen (Adsorbat). Dies beruht auf der Tatsache, daß der Potentialwall vor der Oberfläche entscheidend durch die Dipolschicht des Adsorbates beeinflußt wird.

Die Austrittsarbeitsänderung $\Delta\phi=\phi_s-\phi_k$ (s:sauber, k:kontaminiert) gegenüber einer sauberen Oberfläche steht im direkten Zusammenhang mit dem effektiven Dipolmoment $P(\Theta)$ der Adatome. Nach /30/ ist $\Delta\phi = -4\pi\ P(\Theta)\ N\Theta$, wobei N die Zahl der möglichen Plätze für Adatome pro Fläche bezeichnet. $\Delta\phi$ kann nur positiv oder negativ sein, je nachdem ob die Adatome durch ihre Positionierung auf der Oberfläche die ursprüngliche Dipolschicht verstärken ($P(\Theta)<0$) oder schwächen ($P(\Theta)>0$). Eine geänderte Austrittsarbeit der Sonde um $\Delta\phi$ wirkt sich in einer entsprechenden Verschiebung ΔU ($\Delta\phi<0$ nach rechts, $\Delta\phi>0$ nach links) der Kennlinie entlang der Spannungsachse aus.

Die Dichte- und Temperaturbestimmung wird hierdurch nicht beeinflußt. Der systematische Fehler des mit elektrischen Sonden ermittelten Plasmapotentials ist $\Delta\phi_g=\Delta\phi+\Delta\phi_{p,r}$ (p:Probe, r:Referenzelektrode). Dabei ist $\Delta\phi$ der oben beschriebene Fehler, der bei einer Veränderung der Sondenoberfläche in Erscheinung tritt. Der Fehler $\Delta\phi_{p,r}=\phi_p-\phi_r$ ist stets vorhanden, wenn $\phi_p\neq\phi_r$ ist; er ist in der Praxis bei zeitlich konstanten Austrittsarbeiten ϕ_p und ϕ_r nicht zu erkennen, obwohl i. A. $\phi_p \neq \phi_r$ ist.

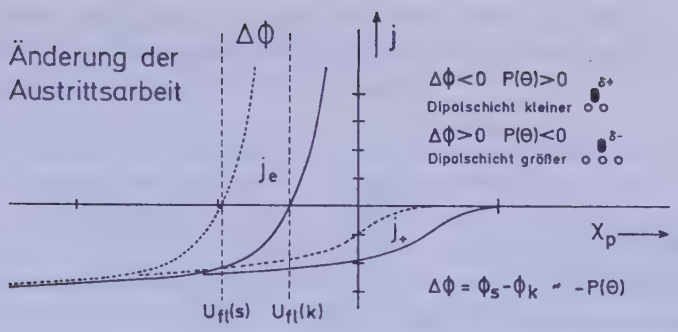


Abb. A9.1

A9.2 Fleckbildung

Besteht die Sondenoberfläche aus einer größeren Anzahl (n) von Flecken (patches) mit jeweils unterschiedlicher Größe und Austrittsarbeit, so ist die damit registrierte Kennlinie gegenüber einer mit einheitlicher Austrittsarbeit aufgenommenen Kennlinie ähnlich wie beim Vorhandensein von Widerstandsschichten (III.3), verschliffen. Das Zustandekommen der Verschleifung wird in Abb. A9.2 für n=2 Flecken demonstriert. Die zu den Flecken fließenden Ströme folgen den beiden gestrichelt gezeichneten "Mikro-Kennlinien" [1]. Bei der

---

1) Eine lineare Superposition der Mikro-Kennlinien ist nur möglich, wenn die Austrittsarbeitsdifferenzen aneinandergrenzender Flecken nicht zu groß sind. Anderenfalls stören die Felder zwischen den Flecken den Potentialverlauf vor der Sonde zu stark, so daß dann keine unabhängigen Mikro-Kennlinien existieren. Eine analytische Beschreibung wie in /30/ ist dann nicht mehr möglich. Insgesamt kommt es aber auch in diesem Fall zu einer Verschleifung der Kennlinie.

hier angenommenen gleichen Größe der Flecken sind dies zwei Kennlinien, die um ihre Austrittsarbeitsdifferenz gegeneinander verschoben sind.

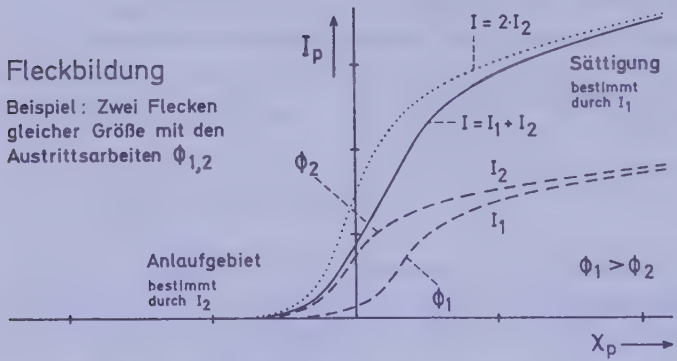


Abb. A9.2

Die tatsächlich gemessene Kennlinie ergibt sich als Summe dieser Mikro-Kennlinien; sie geht erst dann in den Elektronen-Sättigungsbereich über, wenn die Mikrokennlinie zu dem Fleck mit der größten Austrittsarbeit Sättigung zeigt. Man spricht in diesem Zusammenhang von der "Verschleifung des Knies" der Kennlinie (rounding of the Knee). Zum Vergleich ist in Abb. A9.2 auch eine Kennlinie $2.I_2$ eingezeichnet. Diese Kennlinie würde bei einheitlicher Austrittsarbeit gemessen.

Der Effekt der Fleckbildung führt bei der Auswertung der Kennlinie zu einer zu hoch bestimmten Elektronentemperatur. Die Ermittlung des Plasmapotentials wird ungenau. I.A. wird hierdurch systematisch ein zu kleiner Wert des thermischen Elektronenstroms I_{eo} vorgetäuscht; die aus I_{eo} berechnete Plasmadichte ist somit ebenfalls systematisch zu klein.

A9.3 Sekundärelektronen

A9.3.1 Elektronenauslösung durch Ionen

Der Sekundärelektronenkoeffizient für Elektronen durch Ionen gibt die Zahl der pro einfliegendes Ion an der Oberfläche der Sonde ausgelösten Elektronen an. γ_i ist eine Funktion der Ionenenergie, der Ionensorte, des Sondenmaterials und ist entscheidend auch von dessen Oberflächenzustand abhängig. Sein Wert kann je nach Versuchsbedingungen zwischen 10^{-4} und $3 \cdot 10^{-1}$ liegen (/07/).

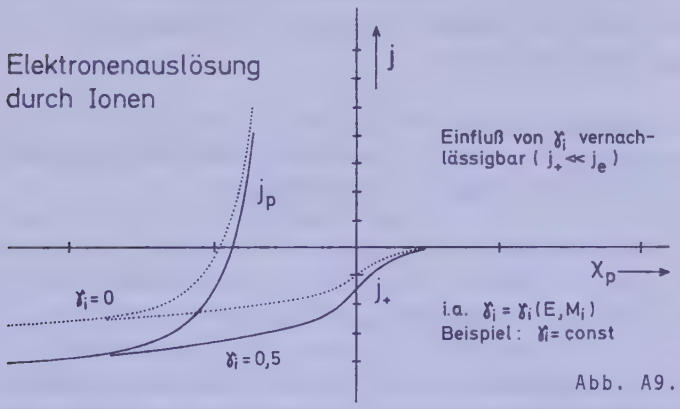


Abb. A9.3

Die Theorie dieser sogenannten Auger-Elektronen-Auslösung wurde von Hagstrum /31/ abgeleitet. Er berechnet u. a. γ_i für verschiedene Edelgasionen (Ne, He, Ar, Xe) und Targetmaterialien (W, Mo). Eine tabellarische Übersicht über experimentelle Werte von γ_i findet sich in /25/ (Nuhn, Dipl.-Arbeit)[1].

---

1) Bei bedeckten Oberflächen liegt der Wert von γ_i deutlich unter dem von Hagstrum für atomar reine Oberflächen berechneten Werten. So dürfte γ_i bei Sondenexperimenten selten über 0,1 liegen.

Der Effekt beeinflußt die Kennlinie überall da, wo Ionen zur Sonde gelangen: im Ionen-Sättigungsbereich und in den Anlaufbereichen für Elektronen und Ionen (Bereiche (1) bis (3) in Abb. 2.1.). Dabei ist die Störung im Bereich (1) am stärksten, es wird hier ein zu großer Ionenstrom durch den Effekt vorgetäuscht. Da die Energieabhängigkeit von γ_i nach /12/ nur schwach ist (potentielles Herausziehen der Elektronen), sollte man in erster Näherung eine Verschiebung der Kennlinie in Richtung auf einen vergrößerten Ionenstrom erwarten. Schematisch ist dieser Sachverhalt in Abb. 9.3 dargestellt.

Die gepunkteten Kurven zeigen die idealen Stromverläufe ($\gamma_i=0$). Der für ein $\gamma_i=0,5$ resultierende Verlauf (ausgezeichnete Kurve) ist zusätzlich dargestellt.

Die Veranschaulichung des Effektes in Abb. A9.3 zeigt, daß das Floatingpotential zu klein bestimmt wird. Ferner wird durch den Effekt eine zu große Temperatur T_e vorgetäuscht.

A9.3.2 Reflexion und Remission von Elektronen

Der Elektronen-Anlaufbereich einer Kennlinie kann durch die Reflexion und Remission von Elektronen von der Sondenoberfläche beeinflußt werden. Es wird ein zu kleiner Elektronenstrom vorgetäuscht. Eine Beeinflussung des Sättigungsbereiches der Elektronen ist nicht zu erwarten, da hier die Sonde auf einem positiven Potential gegenüber dem Plasma ist. Das dadurch wirkende Elektronensaugfeld sorgt dafür, daß eventuell ausgelöste Elektronen wieder zur Sonde zurückgelangen. Dieser Sachverhalt ist in Abb. A9.4 für eine Sekundärelektronenausbeute $\gamma_e=0,5$ dargestellt. Zum Vergleich hierzu ist auch eine ideale Kennlinie ($\gamma_e=0$, gepunktete Kurve) abgebildet.

Der Effekt täuscht für die Elektronentemperatur T_e einen zu hohen Wert vor. Das Floatingpotential wird zu klein bestimmt.

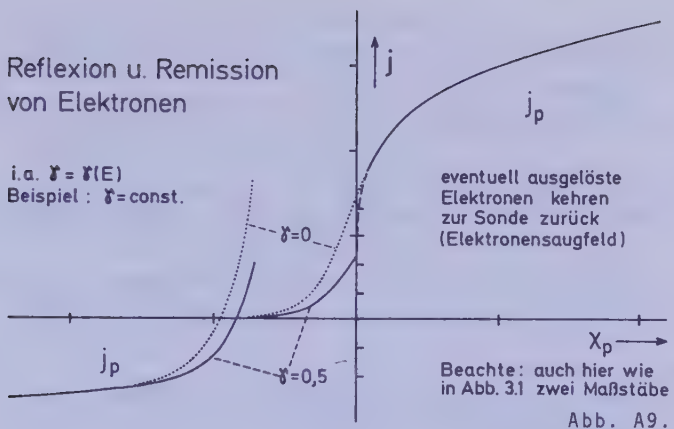


Abb. A9.4

5. Zusammenfassung

Die Darstellung der verschiedenen Oberflächeneffekte und ihr Einfluß auf die quasistatisch registrierte Kennlinie weist deutlich auf die Notwendigkeit hin, die Messungen mit Sonden sorgfältig zu analysieren. Neben der theoretischen Untersuchung des Einflusses der Austrittsarbeit in /16/, wurde auch die Sekundäremission von Elektronen eingehend theoretisch /08/ und experimentell (z. B. /32/) studiert. Als experimentelle Untersuchungsmethode bietet sich hierbei die zweite Ableitung der Kennlinie nach der Sondenspannung an [1)]. In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluß einer isolierenden Schicht auf die quasistatisch registrierte Kennlinie und auf das Impulsverhalten einer Sonde untersucht.

---

1) Die zweite Ableitung der Kennlinie ist im Anlaufstrombereich der Elektronen ($I_+ << I_e$) proportional zu $(1/\sqrt{U})\cdot f(U)$. Hierbei ist f(U) die Energieverteilungsfunktion der Elektronen. Außerdem ist sie empfindlich gegenüber Änderungen von γ_e.

LITERATURVERZEICHNIS

/01/ I. Langmuir, H. M. Mott-Shmith
The Theory of Collectors in Gaseous Discharges
Phys. Rev. 28 (1926) S. 727

/02/ I. B. Bernstein, I. N. Rabinowitz
Theory of Electrostatic Probes in a Low Density Plasma
Physics of Fluids 2 (1959) S. 112 - 121

/03/ J. E. Allen, R. L. F. Boyd, P. Reynolds
The Collection of Positive Ions by a Probe Immersed in a Plasma
Proc. Phys. Soc. B 70 (1957) S. 297

/04/ G. K. Bienkowski, K. W. Chang
Asymptotic Theory of a Spherical Electrical Probe in a Stationary Weakley Ionized Plasma
Physics of Fluids 11 (1968) S. 784 - 799

/05/ S. H. Lam
Unified Theory for the Langmuir Probe in a Collisionless Plasma
Physics of Fluids 8 (1965) S. 73 - 87

/06/ F. F. Chen
Numerical Computations for Ion Probe Characteristics in Collisionless Plasma
J. Nucl. Energy C 7 (1965) S. 47 - 67

/07/ J. Laframboise
Theory of Spherical and Cylindrical Langmuir Probes in a Collisionless Maxwellian Plasma at Rest
Report 100 (1966)
University of Toronto Institus of Aerospace Studies (UTIAS)

/08/ K. Wiesemann
Der Einfluß der Elektronenreemission auf die Anlaufkennlinie einer Langmuir-Sonde
Annalen der Physik 27 (1971) S. 303 - 315

/09/ G. R. Branner, E. M. Friar, G. Medicus
Automatic Plotting Device for the Second Derivative of Langmuir Probe Curves
Rev. Sci. Inst. 34 (1963) S. 231 - 237

/10/ G. H. Popa, L. Biborosch, M. Sanduloviciu
Über das Verhalten von Langmuir Sonden im negativen Glimmschicht einer Gleichstromentladung
Annalen der Physik 26 (1971) S. 94

/11/ G. Wehner, G. Medicus
Reliability of Probe Measurement in Hot Cathode Gas Diodes
J. Appl. Phys. 23 (1952) S. 1035 - 1046

/12/ H. D. Hagstrum
Auger Ejection of Electrons from Tungsten by Noble Gas Ions
Phys. Rev. 96 (1954) S. 325 - 335

/13/ H. D. Hagstrum
Auger Ejection of Electrons from Molybdenum by Noble Gas Ions
Phys. Rev. 104 (1956) S. 672 - 683

/14/ T. L. Thomas, E. L. Battle
Effects of Contamination on Langmuir Probe Measurements in Glow Discharge Plasmas
J. Appl. Phys. 41 (1970) S. 3428 - 3432

/15/ E. P. Szuszczewicz, J. C. Holmes
Surface Contamination of Active Electrodes in Plasmas: Distortion of Conventional Langmuir Probe Measurements
J. Appl. Phys. 46 (1975) S. 5134 - 5139

/16/ G. Medicus
Theory of Probes with non uniform Workfunction
in: Ionisation Phenomena in Gases (1962) S. 1397 - 1405

/17/ R. G. Wilson
Electron and Ion Emission from Polycristalline Surfaces of Be, Ti, Cr, Ni, Cu, Pt and Type 304 Stainless Steel in Cesium Vapor
J. Appl. Phys. 37 (1966) S. 3161 - 3169

/18/ J. F. Waymouth
Perturbation of Electron Energy Distribution by a Probe
J. Appl. Phys. 37 (1966) S. 4492 - 4497

/19/ T. Okuda, K. Yamamoto: Disturbance Phenomena in Probe Measurement of Ionized Gases
J. of the Phys. Soc. of Jap. 13 (1958) S. 1212 - 1223

/20/ K. Shimizu, H. Amemiya
High Speed Digital Measurement of Probe Characteristics by Random Sampling and Accumulation
Manuskript eines Vortrages, April 1976 in Japan
Englische Obersetzung der Verf. für Prof. Dr. K. Wiesemann

/21/ G. Medicus, R. A. Olson
Dielectric Relaxation Effect in a Metall-Oxid-Plasma Capacitor
Appl. Phys. Letters 10 (1967) S. 27 - 29

/22/ D. Kamke, H.-J. Rose
Die Trägerdichte im Plasma und ihre Bestimmung mit der Impuls-Sonde
Z. Phys. 145 (1956) S. 83 - 115

/23/ R. W. Carlson, T. Okuda, H. J. Oskam
Studies of the Dynamic Properties of Langmuir Probes
I Measuring Methods S. 182 - 192
II Experimental Results S. 193 - 205
III Discussion of the Results S. 375 - 386
Physica 30 (1964)

/24/ R. A. Olson, D. R. Nordlund
Automatic Plotting of Langmuir-Probe Susceptance- and Conductance-Voltage Curves
J. Appl. Phys. 43 (1972) S. 2780 - 2785

/25/ B. Nuhn
Der Einfluß von Oberflächenverunreinigungen auf den Ionen- und Elektronenstrom zu Langmuir-Sonden
Diplomarbeit im Fach Physik, Düsseldorf 1975

/26/ E. P. Szuszczewicz, J. C. Holmes
A Pulsed Plasma Probe Technique for Simultaneous insitu Measurements of Density, Temperature, Densityfluctuations, Power Spectra and Ambient Electric Fields
in: Effect of the ionosphere on space systems and communications, U. S. Government Printing Office
J. M. Goodman, editor (1975)
sowie: Circuit Details and Application Note for a Versatile Plasma Probe
Naval Research Laboratory Report 7830 (1974)

/27/ L. Schott, T. Chen
Asymptotic Development of Finite Amplitude Cylindrical Ion Acoustic Waves.
Plasma Physics 19 (1977) S. 249 - 257

/28/ G. Medicus
On the Rounding of the Knee of Probe Curves in a Collisionless Theory
Proceedings of the VIIth-ICPIG (1967)

/29/ B. Nuhn, G. Peter
Comparison of Classical and Numerical Evaluation of Langmuir Probe Characteristics at Low Plasma Densities
Proceedings of the XIIIth-ICPIG (1977)

/30/ C. Herring, M. H. Nichols
Rev. Mod. 21 (1949) S. 185

/31/ H. D. Hagstrum
Theory of Auger Ejection of Electrons from Metals by Ions
Phys. Rev. 96 (1954) S. 336 - 365

/32/ K. Wiesemann
The Influence of Electron Emission on Probe Characteristics
Z. Phys. 219 (1969) S. 462 - 466

/33/ R. W. Christy
Formation of Thin Polymer Films by Electron Bombardment
J. Appl. Phys. 31 (1960) S. 1680 - 1683

/34/ J. Käusler
Verfahrenstechnik 2 (1968) S. 19 - 23

/35/ R. A. Olson
Dielectric Relaxation in Insulating Layers on Contaminated Langmuir Probes
J. Appl. Phys. 43 (1972) S. 2785 - 2789

/36/ K. Küpfmüller
Einführung in die theoretische Elektrotechnik
Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York 19
10. Auflage (1973)

/37/ J. Basu, C. Sen
Sheath Thickness for a Cylindrical or Spherical Probe Placed in a Plasma
Jap. J. Appl. Phys. 12 (1973) S. 1081 - 1082

/38/ J. E. Allen, J. G. Andrews
A Note on Ion Rarefaction Waves
J. Plasma Physics 4 (1970) S. 187 - 194

/39/ J. G. Andrews, A. J. Shrapnel
Propagation of an Ion Rarefaction Wave from a Growing Sheath
Physics of Fluids 15 (1972) S. 2271 - 2274

/40/ J. G. Andrews
Large Amplitude Disturbance in a Positive Column
Physics of Fluids 14 (1971) S. 129 - 133

/41/ M. Widner, I. Alexeff, W. D. Jones, K. E. Lonngren
Ion Acoustic Wave Exitation on Ion Sheath Evolution
Physics of Fluids 13 (1970) S. 2532 - 2540

/42/ J. G. Andrews
The sheath criterion for a growing sheath
J. Plasma Physics 4 (1970) S. 603 - 606

/43/ A. R. von Hippel
Dielectrics and Waves
Verlag: John Wiley & Sons, Inc., New York (1954)

/44/ Datenblatt SH-5
Firma DATEL Inc.

/45/ H. J. Denk
Massen- und Energieanalyse des Ionenstromes an der Kathode einer anomalen Glimmentladung
Doktorarbeit (1975) Düsseldorf

/46/ S. Pfau, R. Winkler
Die Impedanz der positiven Säule stromschwacher Entladungen im Bereich instationärer Elektronenkinetik
Wiss. Z. der Ernst Moritz Arndt Universität Greifswald, Jahrgang XXIV (1975) S. 27 - 32

/47/ W. D. Montgomery, D. A. Tidman
Plasma Kinetic Theory
Mc Graw-Hill Book Co., Inc., New York (1964)

/48/ persönliche Mitteilung
Prof. Dr. K. Wiesemann
Ruhr-Universität Bochum

/49/ J. G. Dash
Films on Solid Surfaces
Academic Press: New York, San Francisco, London (1975)

/50/ J. G. Holbrook
Laplace Transformationen
Verlag Vieweg u. Sohn Braunschweig (1970)

/51/ H. Ikezi, Y. Kiwamoto, K. E. Lonngren
C. M. Burde, H. C. S. Hsuan
Ion-Acoustic Wave Response to an Impulse Disturbance
Plasma Physics Vol. 15 (1973) S. 1141 - 1147

/52/ D. B. Cohn, K. R. MacKenzie
Density Step-Excited Ion-Acoustic Solitons
Physical Rev. Letters Vol. 30 (1973) S. 258 - 261

/53/ T. Chen, L. Schott
Observation of Diverging Cylindrical Solitons excited with a Probe
Physics Letters Vol. 58A (1976) S. 459 - 461

/54/ Persönliche Mitteilung
Dr. G. Peter
Universität Düsseldorf

/55/ E. Taglauer, G. Marin, W. Heiland
Desorption of surface contamination by low energy particle impact

Proceedings of the international symposium on plasma wall interaction
Pergamon Press

Dank

Die vorliegende Arbeit wurde am Physikalischen Institut I der Universität Düsseldorf angefertigt. Dem Institutsleiter, Herrn Professor Dr. G. Decker, und auch seinem Vorgänger, Herrn Professor Dr. J. van Calker, danke ich für die Arbeitsmöglichkeit, viele Diskussionen sowie wertvolle Anregungen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. G. Peter. Er hat mich zum Thema dieser Arbeit angeregt und duch seine intensive Betreuung zu ihrem Fortschritt beigetragen.

Herrn Professor Dr. K. Wiesemann von der Ruhr-Universität Bochum danke ich herzlich für fruchtbare Diskussionen besonders im Zusammenhang mit der dynamischen Störung des Sondenumfeldes.

Dem Leiter des Institutes für Angewandte Physik, Herrn Professor Dr. J. Kranz, danke ich für die großzügige Unterstützung bei der Oberflächenanalyse der Sonden.

Der Feinmechanikwerkstatt des Institutes unter Leitung von Herrn Bölke und der Glasbläserwerkstatt unter Leitung von Herrn Greiner verdanke ich die sorgfältige und präzise Anfertigung wichtiger Teile der Apparatur.

Darüber hinaus danke ich allen Mitarbeitern des Institutes für die kollegiale Zusammenarbeit und Unterstützung, namentlich den Herren Rübartsch und Boes.

Lebenslauf

Am 9.5.1948 wurde ich, Burghard Nuhn, als Sohn des Oberregierungsrates Kurt Nuhn und seiner Frau Hadwiga, geb. Bank, in Falkenberg in der Mark Brandenburg geboren.

Nach der Obersiedlung in die Bundesrepublik im Kalenderjahr 1952 wurde ich 1954 in Kempen/Ndrh. in die evangelische Grundschule eingeschult. Nach vier Jahren wechselte ich auf das staatliche Gymnasium Thomaeum.

Die Versetzung meines Vaters an die Oberfinanzdirektion Düsseldorf machte im Frühjahr 1959 einen Umzug nach Düsseldorf notwendig. Hier besuchte ich bis 1961 das Leibniz-Gymnasium und anschließend die Realschule "In der Lohe". Im März 1966 erhielt ich das Zeugnis der Mittleren Reife.

Im Anschluß daran besuchte ich das naturwissenschaftliche Gymnasium in Aufbauform zur Erlangung der fachgebundenen Hochschulreife, wo ich im Mai 1968 mein Abitur ablegte.

Nach einer Tätigkeit als Hochschulpraktikant bei der Deutschen Bundespost im Bereich der Fernsprechvermittlungstechnik leistete ich meinen Grundwehrdienst bei der Bundeswehr ab. Während dieser Zeit wurde ich zum Weitverkehrsspezialisten ausgebildet. Die dienstliche Tätigkeit erlaubte mir die Aufnahme des Studiums der Physik an der Universität Düsseldorf bereits im Wintersemester 1969/70.

Nach Beginn des Wintersemesters 1971/72 wurde mir im Physikalischen Institut 1 die Stelle einer studentischen Hilfskraft übertragen, die ich bis zum Abschluß meines Studiums ohne Unterbrechung innehatte. Im Dezember 1975 bestand ich die Diplom-Physiker-Hauptprüfung mit einer experimentellen Arbeit über Langmuir-Sonden mit der Gesamtnote "gut".

Von Januar 1976 bis September 1982 arbeitete ich am Physikalischen Institut 1 der Universität Düsseldorf, bis Juni 1976 als wissenschaftliche Hilfskraft, von Juli 1976 bis September 1980 als wissenschaftlicher Assistent und danach als wissenschaftlicher Angestellter.

Im Oktober 1976 heiratete ich Frl. M. Prinsen. 1979 wurde unsere Tochter Sarah geboren.

Im Oktober 1982 trat ich in die Dienste der Firma rhv softwaretechnik in Düsseldorf ein.

FOTODRUCK J. MAINZ GmbH
Neupforte 13, Nähe Markt, D-5100 Aachen
Telefon: (0241) 27305 und (0241) 38606